iPN

université paris — sud
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE
BP. N° 1 ~ 91406 - ORSAY ~ TEL. 941.51.10
laboratoire associé à l'IN2P3

THESE

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES–SCIENCES

par

Axel Valter BERG

Sujet : Contribution à l'étude de la structure nucléaire par la mesure des probabilités de transition.

PREMIERE PARTIE

Soutenue le 13/2/1976.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

1591

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

PAR

Axel Valter BERG

Sujet : Contribution à l'étude de la structure nucléaire par la mesure des probabilités de transition.

Soutenues le 13/2/1976 **devant la Commission d'examen**

MM.me N. MARTY — Président.

MM. M. RIOU, R. FOUCHER, J. YOCCOZ, A. KNIPPER — Examinateurs.

P R E M I E R E P A R T I E

REMERCIEMENTS

Les résultats présentés sont le fruit d'un travail échelonné sur de nombreuses années, auquel ont participé plusieurs équipes de chercheurs. Commencés au Centre Nucléaire de Studsvik (Suède), les travaux ont été poursuivis au CERN et à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Pour ma part, je tiens à remercier le professeur Gerholm qui m'a initié à ces études à l'Institut Nobel à Stockholm, et m'a encouragé, par l'attribution d'une bourse de doctorat, à entreprendre des recherches à Studsvik. La bourse Wallenberg m'a permis de séjourner un an au CERN et de participer à la collaboration ISOLDE. C'est alors que j'ai eu le privilège de faire la connaissance du groupe français dirigé par Monsieur Foucher.

Que Monsieur Foucher trouve ici le témoignage de toute ma gratitude, d'abord pour m'avoir confié l'installation et la responsabilité du spectromètre Gerholm à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, et ainsi permis de connaître le milieu scientifique français, et surtout, pour avoir bien voulu assurer le patronnage de cette thèse et m'avoir encouragé, conseillé et soutenu dans cette tâche difficile.

Je remercie très vivement Monsieur Jean et Monsieur Riou pour l'accueil qu'ils m'ont réservé à l'Institut. Grâce à leurs efforts, conjugués à ceux de Madame Marty, mon séjour à l'Institut a pu être prolongé.

Que Monsieur Teillac et Monsieur Yoccoz sachent combien je leur suis reconnaissant pour m'avoir donné la possibilité de poursuivre ces recherches et montré autant de considération bienveillante pour la présentation de ces travaux.

Je remercie aussi Madame Langevin pour son actif concours dans l'attribution de la Bourse Joliot-Curie.

Madame Marty a suivi avec intérêt la synthèse des résultats et m'a fait de précieuses suggestions dont je la remercie vivement.

Je suis très honoré que Messieurs Yoccoz, Riou et Knipper aient bien voulu accepter de faire partie du jury.

Mes remerciements sincères vont à tous les participants de ce long travail d'équipe, dont la collaboration a été si enrichissante :
G. Astner, C. Bourgeois, A. Bäcklin, M.A. Deleplanque, M.G. Desthuilliers, J.S. Dionisio, B. Fogelberg, R. Foucher, C. Gershel, G. Hedin, J.P. Husson, A. Höglund, M. Ishihara, P. Kilcher, J. Letessier, S.G. Malmskog, N. Perrin, C. Sebille-Schück et Ch. Vieu.

Ces travaux n'auraient pu être menés à bien sans le concours des techniciens et ingénieurs des services suivants :

- Séparateurs ISOLDE au CERN, EM2 et ISOCELE à Orsay, OSIRIS à Studsvik,
- Bureau d'étude de l'IPN, ateliers de l'IPN et du CSNSM,
- Service d'électronique physique de l'IPN et spécialement M.G. Landois.

Que tous en soient bien vivement remerciés.

Je remercie Mademoiselle Paré et ses collaborateurs qui ont assuré la présentation de ce mémoire.

- TABLE DES MATIERES -

PREMIERE PARTIE

I - INTRODUCTION 1

II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES 5

II.1. LE SPECTROMETRE GERHOLM 5

II.2. MESURES DE VIES MOYENNES 7

a) *Méthode* 7

b) *Analyse des résultats* 8

c) *Amélioration des mesures de vies moyennes.* 9

Automatisation 9
Stabilisation 9

II.3. MESURES DE SPECTRES D'ELECTRONS 11

II.4. COINCIDENCES e^--γ 13

II.5. MESURE DE SPECTRES β^+ 14

II.6. ADAPTATION EN LIGNE DU SPECTROMETRE GERHOLM 17

APPENDICE 23

III - PRESENTATION DES TRAVAUX 27

III.1. INTRODUCTION 27

III.2. ARTICLES PRESENTES 28

III.3. VIES MOYENNES ET PROBABILITES DE TRANSISTION MESUREES 30

III.4. DISCUSSION DES RESULTATS 34

a) *La région sphérique* : At 211, 34
Po 210, 35

b) *La région déformée* : Dy 161, 35

c) *La région quasi-sphérique ou oblate déformée* 36

Au 193,195 - Hg 193,195 36
La 135 37

d) *La région de transition* 38

Introduction 38

Ir 187, 189, 191, 193 39

Etude des états positifs 39

Etude des états négatifs 42

Os 187, Os 189 44

Au 187, 189, 191 46

IV - CONCLUSION 53

REFERENCES 56

DEUXIEME PARTIE

ARTICLES PUBLIES SE RAPPORTANT AUX TRAVAUX PRESENTES 61

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548109_0008

PREMIERE PARTIE

I - INTRODUCTION

Les propriétés du système à N corps que représente le noyau atomique de masse moyenne ou lourde ne pouvant être déterminées par des calculs, il est nécessaire de recourir aux modèles nucléaires, même si ceux-ci ne donnent qu'une description simplifiée des noyaux pour lesquels ils ont été conçus.

D'un bon modèle, on attend des prédictions sur la parité, le spin, la position des niveaux et leur décroissance par l'émission du rayonnement gamma. Cette dernière prédiction est de loin la plus délicate. En effet, pour les probabilités de transition, ce sont souvent des détails de structure correspondant à de petites composantes de fonctions d'ondes qui entrent en jeu et sont décisives. Ces détails échappent aux modèles et sont souvent la cause de divergences entre théorie et expérience. La détermination des probabilités de transition peut donc être précieuse pour une meilleure connaissance de la structure nucléaire. Dans les travaux présentés, cette détermination a été faite à partir de la mesure des vies moyennes.

Pour l'interprétation des noyaux sphériques, quasi-sphériques et déformés étudiés, nous avons utilisé les modèles appropriés. La confrontation des probabilités de transition obtenues expérimentalement, avec les prédictions des modèles nous a permis non seulement de tirer des conclusions sur la structure de ces noyaux, mais encore de mettre en évidence les avantages et les limitations des modèles concernés.

Pour l'interprétation des noyaux de transition impairs qui font l'objet de la plus grande partie de notre investigation, aucun modèle spécifique n'existant, nous avons été contraints de recourir aux modèles conçus pour les noyaux des régions avoisinantes. Aussi, notre interprétation de cette région demeure-t-elle approximative ; toutefois, nous avons espéré qu'elle pourrait susciter de nouvelles expériences et des interprétations théoriques plus approfondies.

En dépit des difficultés rencontrées, la région de transition nous a offert un vaste champ d'investigation. L'instabilité de la forme des noyaux permettait, en effet, l'étude du changement de forme. Notre approche étant faite par les probabilités de transition, les noyaux impairs ont convenu particulièrement bien pour cette recherche : - le grand nombre de vies moyennes mesurables nous a permis de déterminer de nombreuses probabilités de transition, à partir desquelles ont été obtenues des informations sur les changements de forme et la coexistence de différentes formes, - des propriétés de leurs niveaux, on a pu tirer

des indications sur les différences de formes.

Déterminer le lieu et les conditions du passage de la forme nucléaire "oblate" à "prolate", connaître l'influence de la particule impaire sur la forme du noyau et élucider les possibilités de coexistence de formes ont été les lignes maitresses de notre recherche sur les noyaux de transition impairs.

La détermination des probabilités de transition absolues demandant la connaissance des vies moyennes des niveaux excités des noyaux, des intensités et des multipolarités des transitions γ qui désexcitent les niveaux, une étude précise du schéma des niveaux des noyaux étudiés est indispensable. Certains de nos travaux ont pu prendre appui sur des schémas déjà établis. Dans ces cas, nous avons mesuré les vies moyennes, refait les mesures des énergies et des intensités des transitions γ de façon plus précise, et déterminé les multipolarités des transitions par la mesure de coefficients de conversion et par les rapports de conversion dans les sous couches L et M.

Pour les noyaux qui n'avaient jamais été étudiés auparavant, La 141, Ir 187, Au 187, Au 189, nous avons établi les premiers schémas de niveaux.

Dans l'ensemble, nos mesures ont compris :

- la mesure du spectre γ direct (réf. 3, 7, 8, 9, 10, 11, 13, 15, 16, 17, 19, voir liste pages 28 et 61)*).
- les coïncidences γ-γ (réf. 13, 14, 17, 19), avec l'aide des détecteurs Ge(Li);
- des mesures d'électrons avec un spectromètre $\pi\sqrt{2}$ [1,2] (réf. 4, 5, 9, 10, 11, 13, 14, 15, 16), des détecteurs Si(Li) (réf. 13, 17, 19), un spectrographe à 180° (13) [63] et un spectromètre Gerholm [3] (17, 19) ;
- la mesure des coïncidences e-γ à l'aide du spectromètre Gerholm (17, 19) ;
- la mesure de vies moyennes à l'aide du spectromètre Gerholm (tous les travaux).

Commencés en 1968, nos travaux ont été marqués par l'évolution de la spectroscopie nucléaire. Alors qu'après les expériences (α,2nγ) et (α,4nγ) de Morinaga [4] et celles d'(ions lourds, xnγ) [5] faites à Berkeley, certains chercheurs s'orientaient vers les expériences de réaction, d'autres, restés fidèles à l'étude de la désintégration radioactive, recherchaient des moyens de renouvellement. L'objet de leur recherche s'éloignant de plus en plus de la ligne de stabilité β, les courtes périodes des noyaux découverts demandaient que les mesures soient effectuées le plus près possible des lieux de production des sources, exigence qui fut satisfaite par la création des séparateurs en ligne.

Dans nos premiers travaux, les mesures portent sur des noyaux de vie assez longue, $T_{1/2} > 8$ heures, dont les sources étaient produites par le réacteur à neutrons de Studsvik ou par le séparateur en ligne du CERN, d'où elles parvenaient à Studsvik par avion. La construction à Studsvik du séparateur en ligne Osiris a rendu possible l'étude de noyaux de vies courtes $T_{1/2} > 5$ minutes. Cette limite de temps a été conservée lorsque notre appareillage a été transporté au CERN, au début de 1970. L'adaptation directe du spectromètre Gerholm à l'une des lignes de faisceaux du séparateur ISOCELE à Orsay a permis de faire des mesures

*) La parenthèse ( ) indique des travaux présentés dans cette thèse, la parenthèse [ ] des travaux mentionnés dans la bibliographie pages 56 à 60.

dans des noyaux de vie $T_{1/2} > 2s$.

Les expériences de réaction ont apporté des contributions intéressantes : l'étude du transfert et de la diffusion inélastique des particules a fourni des informations précises sur la nature des états excités. L'emploi des ions lourds a rendu possible l'excitation d'états de très haut spin. Succédant au bombardement des ions lourds, l'alignement des noyaux de la cible permet souvent de déterminer par la mesure de distribution angulaire, la multipolarité des transitions.

Nos travaux ont été parfois directement concernés par ces nouvelles techniques. Notre étude sur Os 187 et Os 189 a été poursuivie par des expériences de transfert (d,p), (d,t) [6, 7, 8], (p,n) [9] et des expériences de diffusion inélastique (d,d) [6, 7]. Nos travaux sur Ir 187, 189 ont fait l'objet de recherches par les réactions (α, 2nγ) [13] et nos expériences sur Ir 191, 193 ont été continuées par des expériences (d,d') (α,α') (^{3}He,d) (d,t) [10, 11, 12]. Les suppositions que nous avions émises sur la structure de ces noyaux ont été ainsi corroborées.

Une collaboration de plus en plus étroite s'est établie entre les chercheurs orientés vers les réactions nucléaires, ou vers la désintégration radioactive. Notre étude du Po 210 et At 211 est née d'échanges avec un groupe de AFI de Stockholm [14]. Nos recherches sur Au 189 faites à partir de la désintégration de Hg 189, ont été complétées par des expériences réalisées sur le Cyclotron à Energie Variable d'Orsay (CEV). De la nature des bandes de rotation excitées, nous avons pu tirer des conclusions sur la structure et la forme du noyau. Pour obtenir une image complète des isotopes d'or et de platine, de masse 185 et 187, les groupes de spectroscopie d'Orsay ont entrepris simultanément des études de radioactivité à ISOCELE et des expériences (ions lourds, xnγ) au CEV. [80] (réf. 19, page 263).

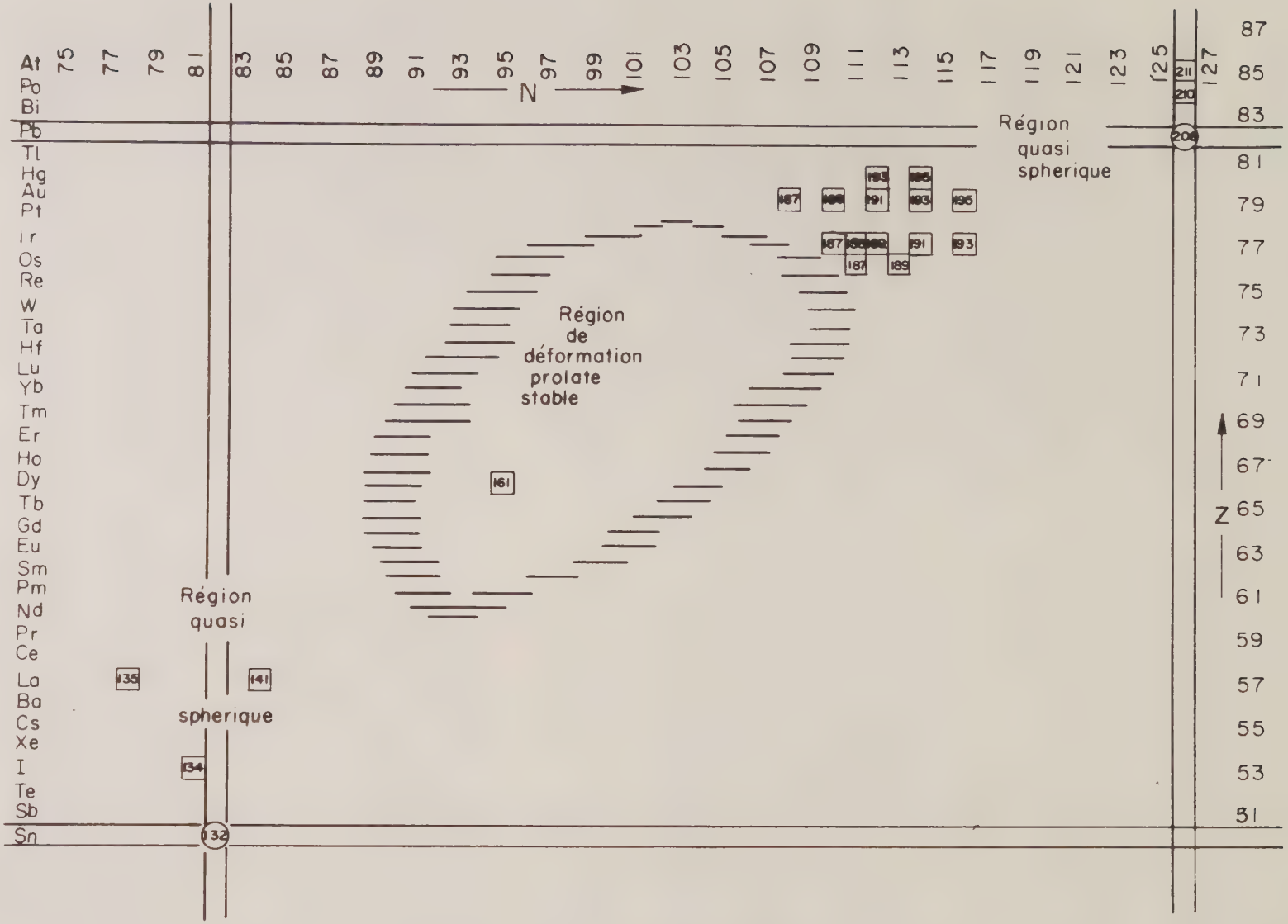

Tableau synoptique des noyaux étudiés.

II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II.1. LE SPECTROMETRE GERHOLM.

Cet appareil tient une place importante dans nos travaux en raison du grand nombre de vies moyennes mesurées, et du fait qu'il satisfait aux exigences des mesures de vies courtes dans les désintégrations complexes grâce à ses détecteurs rapides et à une bonne sélection d'énergie.

Le spectromètre de coïncidences d'électrons Gerholm-Lindskog [3] (fig.1 et 11) se compose de deux lentilles magnétiques identiques placées

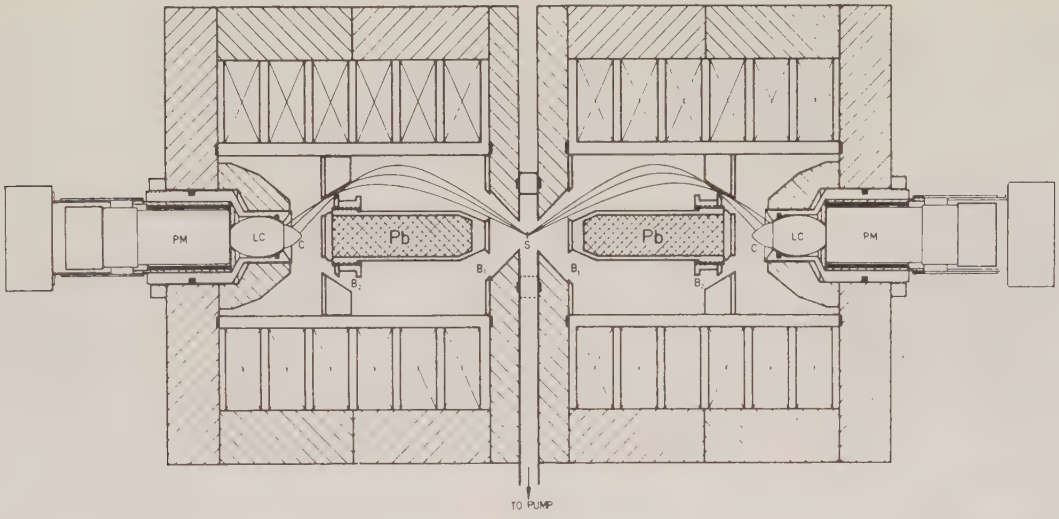

Fig. 1 : Représentation schématique d'une coupe verticale du spectromètre Gerholm.
S - position de la source
Pb - "baffle" à ouverture circulaire, muni d'un noyau de plomb.
C - scintillateur en matière plastique
LC - guide-lumière reliant le scintillateur à la cathode du photomultiplicateur
PM extérieur au champ magnétique.

face à face à une distance de 5cm, espace réservé à l'introduction de la source. Ces lentilles sont entourées d'un blindage en fer doux, qui confine le champ magnétique à l'intérieur de chacune d'elles. Elles ont été conçues dans le but d'obtenir une variation du temps de transit des électrons faible avec une transmission-résolution acceptable. Par exemple, pour une source de 2mm de diamètre, la résolution en énergie est de 1,3% et la transmission de 3%. Grâce au champ magnétique axial triangulaire (fig.6 p. 14)des sources d'assez grande taille (jusqu'à 5mm) peuvent être

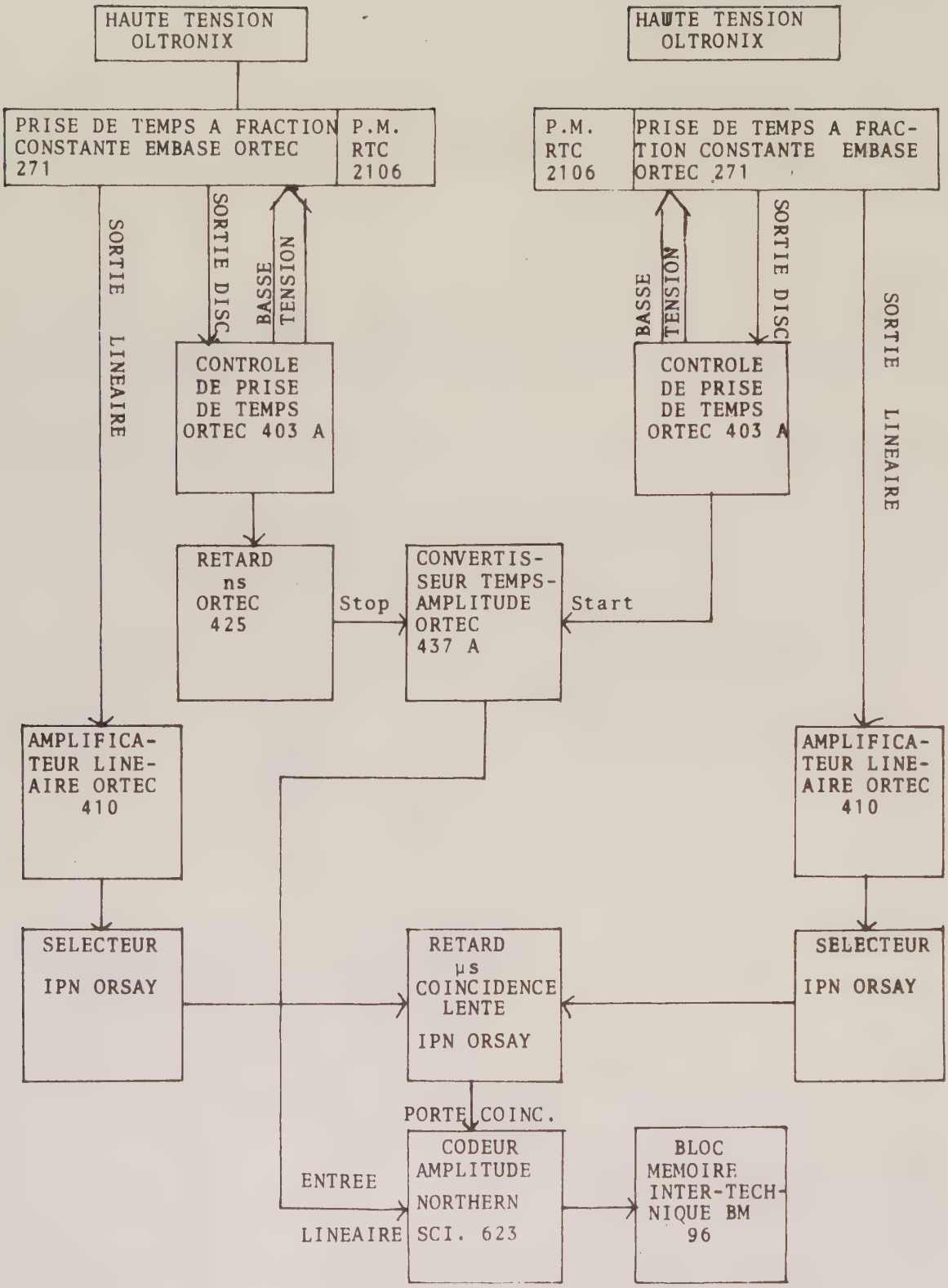

Fig. 2 : Organigramme de mesure de vies moyennes.

utilisées, sans que la résolution en soit trop affectée (variations de la résolution de 1% à 3% pour une variation du diamètre des sources de 1mm à 5mm). Les lentilles dont la résistance de chacune est de 1,4 Ω, sont alimentées par courant stabilisé à 1°/$_{oo}$ délivrant une intensité maximum de 20 A pour une tension de 30 volts. Pour la mesure du spectre β^+, l'alimentation employée peut fournir un courant maximum de 60 A.

La source placée entre les deux lentilles est à l'abri des influences magnétiques grâce au blindage. Elle est portée par une feuille assez mince pour que les électrons puissent la traverser. Un dispositif automatique permet l'introduction des sources, sans rupture du vide intérieur commun aux lentilles et à l'espace réservé à la source. Le chassis du support de la source est électriquement isolé (teflon). Une alimentation de très haute tension permet de porter le support métallique de la source à un potentiel allant jusqu'à 20 kV. Suivant que le potentiel de la source est positif ou négatif, la différence de potentiel entre la source et les lentilles crée un champ de décélération ou d'accélération. Lorsque le potentiel est maximum, un vide de l'ordre de 10^{-5} mm Hg doit être respecté pour éviter des décharges. Dans certains cas, un changement de la tension d'accélération offre la possibilité de faire une mesure d'étalonnage sans qu'il soit nécessaire de changer le courant du spectromètre, ce qui est indispensable pour des mesures précises de vies moyennes.

La détection des électrons se fait à l'aide de deux scintillateurs en matière plastique (Ne111), de forme conique, de 2 cm de diamètre et 2,5 cm de hauteur, supportés par des guides de lumière conçus de telle sorte que la réflection des radiations lumineuses sur les parois est totale, cela en vue d'une bonne transmission entre les scintillateurs et la cathode des tubes photomultiplicateurs (RTC 2106) placés à l'extérieur du champ.

Le circuit de coïncidence, de fabrication ORTEC est du type classique lent rapide (fig. 2). La voie rapide comporte un convertisseur temps amplitude (CTA) et des discriminateurs à fraction constante placés dans les embases des photomultiplicateurs. Grâce à ce dispositif, on atteint sans difficulté une largeur à mi-hauteur, pour la courbe de coïncidence prompte de 450 ps pour des électrons de 150 keV d'énergie. La résolution est rapidement améliorée lorsque l'énergie augmente. Au cours d'une mesure entre des électrons de 270 keV et du rayonnement γ entre 600 et 700 keV, il a été obtenu une largeur de 290 ps.

II.2. MESURE DE VIES MOYENNES.

a) Méthode.

La mesure de la vie moyenne d'un niveau se fait selon la méthode des coïncidences retardées qui consiste à mesurer le temps écoulé entre l'alimentation et la désexcitation du niveau. Pendant la mesure, les lentilles sont ajustées de telle façon que l'une d'elles focalise une raie d'électrons d'alimentation, et l'autre une raie d'électrons de désexcitation d'un même niveau. L'énergie des rayonnements afférant et efférant étant ainsi déterminée avec précision, des mesures peuvent être faites, même dans le cas de désintégrations complexes. Dans le cas de niveaux faiblement alimentés, des sources fortes peuvent être utilisées sans risque de surcharge pour le circuit électronique, toute radiation superflue étant rejetée par les lentilles.

Pour les mesures simples, une seule lentille suffit, si le risque de contaminations de vies moyennes d'autres niveaux est faible ou exclu. Dans ce cas, un scintillateur en matière plastique est introduit dans la lentille non utilisée, à 1 cm de la source environ. L'angle solide de détection se trouve ainsi accru d'un facteur 10, et les électrons et rayons γ

peuvent être détectés.

b) Analyse des résultats.

Les retards mesurés par le CTA sont analysés par un convertisseur analogique digital (ADC) et stockés dans un bloc-mémoire sur l'écran duquel apparaît le résultat sous forme de courbe. Le temps étant porté linéairement en abscisse et le nombre de coïncidences logarithmiquement en ordonnée. une vie moyenne courte (<50ps) par rapport au temps de résolution du dispositif de mesure, est représentée par une courbe symétrique (gaussienne).

Si la vie est plus longue, la courbe obtenue est asymétrique, de déformation de la gaussienne à droite si le signal d'ouverture du CTA est donné par la radiation d'alimentation, et à gauche si le signal est donné par la radiation de désexcitation, (fig. 3). La vie moyenne est déterminée à partir de la pente selon le rapport entre une distribution prompte P, une distribution retardée D et la constante de désintégration λ

$$\frac{d\{\ln D(t)\}}{dt} = -\lambda\left\{1 - \frac{P(t)}{D(t)}\right\} \qquad [81]$$

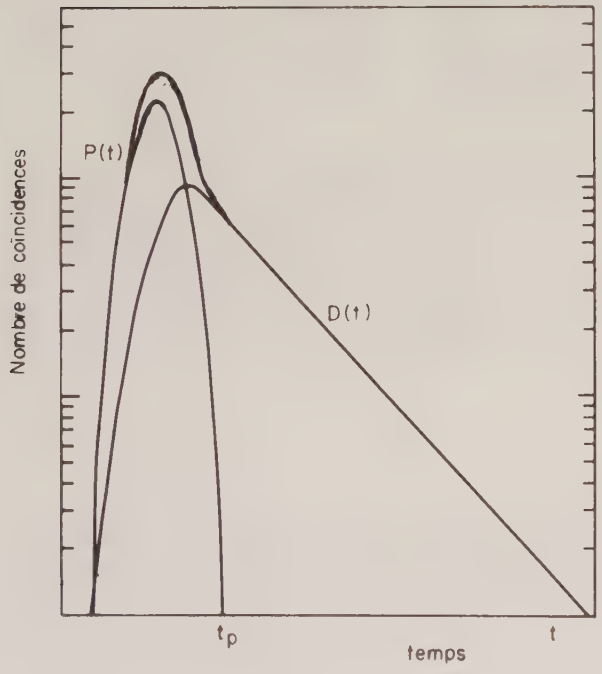

Fig. 3

Quand t dépasse la distribution prompte (t > tp), la valeur de ce rapport devient :

$$\frac{d\{\ln D(t)\}}{dt} = -\lambda$$

la vie moyenne τ est obtenue à partir de λ, suivant la formule $\tau = \ln 2 / \lambda$. Pour une vie moyenne courte, l'asymétrie de la courbe obtenue n'étant pas bien définie, la vie moyenne est calculée en fonction de la distance entre le centre de gravité de la courbe retardée et celui de la courbe prompte, suivant la formule [65] :

$$\tau = M1(D) - M1(P)$$

M1(D) étant le centre de gravité de la courbe retardée et M1(P) celui de la courbe prompte, τ la vie moyenne.

Les calculs peuvent aussi être faits selon la méthode des produits de convolution [66]. Un programme pour ces calculs, utilisé à Studsvik, a été adapté à la calculatrice ARIEL, Orsay. [67].

c) *Amélioration des mesures de vies moyennes.*
Automatisation

La mesure des vies moyennes courtes peut être affectée de façon néfaste par l'instabilité et la dérive de l'appareillage, causées par des changements de température, des variations de tension etc... lesquels se produisent en général de façon progressive. Pour éviter ces effets, il est nécessaire d'effectuer des mesures courtes répétées, en alternant les sources à étudier avec les sources de référence. Le résultat d'une mesure de vie moyenne courte est souvent la moyenne d'une cinquantaine de mesures. (p 90, 134)

Pour conserver le même temps de course des électrons dans les lentilles, et la même amplitude des impulsions des deux détecteurs, la constance du courant des lentilles est indispensable. Dans ces conditions, les mesures exigent que l'énergie des électrons de la source d'étalonnage et celle des électrons de la source étudiée, soient identiques, ce qui est en général obtenu en mettant la tension de préaccélération sur l'une ou l'autre des deux sources. (p 149)

Pour exécuter plus facilement ces mesures, en collaboration avec C. Bourgeois, et MM. Landois et Corbé du Service Electronique, nous avons mis au point une automatisation de l'appareillage.

Sont automatisés, grâce à une horloge électronique :

- mise en marche de la mesure,
- branchement ou débranchement de la tension de préaccélération,
- arrêt de la mesure,
- enregistrement des résultats,
- mise en réserve des résultats sur ordinateur (ARIEL),
- effacement de la mémoire du BM 96,
- introduction d'une source d'étalonnage,
- temps de pause avant la remise en marche d'une nouvelle mesure,
- en cas d'insuffisance du vide: arrêt de la mesure et débranchement de la tension de préaccélération.

Stabilisation

Pour la mesure des vies courtes, une stabilisation de l'appareillage a été indispensable, celles de la tension du secteur et de la température du lieu de mesure s'étant révélées insuffisantes.

D'assez grandes fluctuations de temps se remarquent dans les réponses des photomutiplicateurs lors de changement du nombre d'impulsions : l'amplification étant fonction du nombre d'impulsions, le temps de transit des électrons varie en conséquence.

Les changements du nombre d'impulsions sont liés à la décroissance de la source et au fait que les sources de référence utilisées ont des intensités différentes. Pour les mesures en ligne, on doit tenir compte d'assez fortes fluctuations de l'intensité des sources en raison des

variations de l'intensité du faisceau d'ions. Il apparaît donc nécessaire de déterminer les erreurs dûes aux changements du nombre d'impulsions et de trouver un procédé de stabilisation de l'appareillage afin de remédier aux variations de temps données par les photomultiplicateurs.

Dans ce but, nous avons fait des mesures de contrôle d'une vie moyenne suivant la méthode d'autocomparaison, considérée comme la plus sûre , puisque toutes les positions de l'appareillage sont verrouillées et qu'aucune source de référence n'est utilisée.

La source employée, Pb 212, décroît par émission du rayonnement β^- (81%) à un niveau à 238 keV dans Bi 212, lequel se désexcite directement vers l'état fondamental (fig. 1b). La vie moyenne du niveau étant très courte $\sim 10^{-13}$ s, les écarts par rapport à cette valeur peuvent être mis en relation avec les erreurs de la mesure.

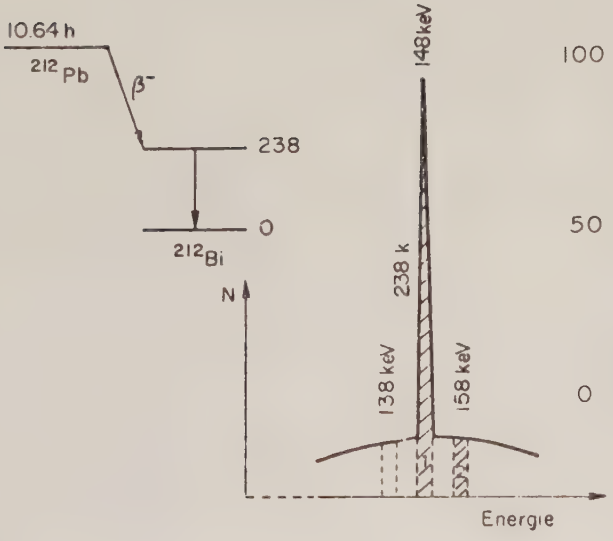

Fig. 1b : Représentation schématique de la désintégration de Pb 212 vers Bi 212 et partie du spectre électron et β^- en résultant.

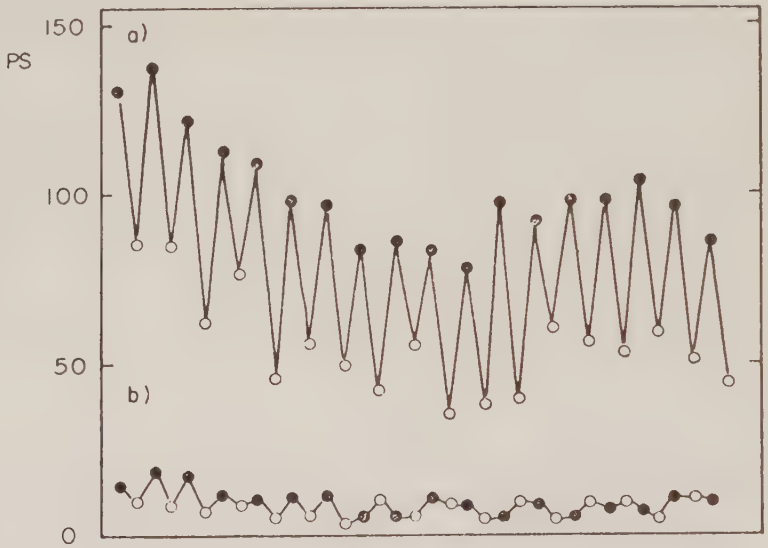

Fig. 2b : Résultats d'une série de mesures de vies moyennes du niveau 238 keV de Bi 212.
a- mesures effectuées sans stabilisation .
b- mesures effectuées avec stabilisation .
○- mesures effectuées avec préaccélération .
●- mesures effectuées sans préaccélération .

Pendant la première mesure, une lentille a focalisé les électrons K de la transition 238 keV, et l'autre les particules β^- d'une énergie de 10 keV plus haute (fig. 1b). Au début de la mesure, le nombre d'électrons K était $\sim$ 30000 et les particules $\beta^- \sim$ 4000/s. Après 30 minutes, la mesure terminée, la source a été portée à une tension de préaccélération de 10 keV. Les électrons 238 K, dont l'énergie s'était élevée à 158 keV, ont alors pénétré dans la lentille ajustée pour la plus haute énergie, tandis que les particules β^- d'énergie initiale 138 keV, ont été focalisées par la lentille antérieurement traversée par les électrons.

La conséquence fut un très grand changement du nombre d'impulsions, d'environ 30000 à 4000 par sec. pour un des photomultiplicateurs et d'environ 4000 à 30000 pour l'autre. Les particules β^- qui pendant la première mesure avaient donné les impulsions de start au convertisseur temps amplitude, ont donné des impulsions d'arrêt pendant la seconde. Dans le premier cas, une vie moyenne devrait se reconnaître à un déplacement du centre de gravité dans le sens positif sur l'axe du temps, et dans l'autre cas, à un déplacement analogue dans le sens négatif. La distance entre les deux centroides devrait donc être = 2τ. Les résultats d'une série de mesures (fig. 2b) faites avec et sans tension de préaccélération ont donné $\tau = 20 \pm 5$ ps, ce qui correspondait à l'erreur systématique introduite par la réponse des photomultiplicateurs au changement important du nombre d'impulsions. Il va de soi qu'une stabilisation compensant ces défauts était souhaitable.

Un procédé utilisé à Upsal, et modifié par G. Landois, a été mis au point. Deux photodiodes placées sur les pointes des détecteurs coniques envoient des impulsions lumineuses, donnant naissance dans le spectre du temps à deux courbes de référence de largeur moyenne $\sim$ 300 ps, l'une pour la stabilisation du point zéro, l'autre pour celle du gain. Un double stabilisateur Northern Scientific, adapté au convertisseur, règle celui-ci de telle manière que les courbes de référence se trouvent toujours en position inchangée.

En guise de test de stabilité, les mesures de contrôle antérieures ont été répétées. Les résultats présentés fig.2b ont donné $\tau = 3 \pm 1$ ps. Les mesures exécutées à l'aide du spectromètre n'entrainant pas des changements du nombre d'impulsions aussi importants que ceux présentés dans ces tests, les erreurs d'appareillage rencontrées après la stabilisation sont < 4ps. Ces résultats nous permettent d'envisager la mesure des vies moyennes des niveaux 2_1^+, 2_2^+, et 0^+ dans des noyaux pairs.

II.3. MESURE DE SPECTRES D'ELECTRONS.

Pour relever un spectre d'électrons de conversion interne, toujours en collaboration avec MM. Bourgeois, Corbé et Landois, nous avons mis au point un système d'asservissement des alimentations du spectromètre. Celui-ci permet de faire varier pas à pas l'intensité du courant des lentilles du spectromètre (de 0 à 5A, 10A, 15A jusqu'à 60A) et d'enregistrer les impulsions sur un analyseur BM 96 utilisé en multiéchelle (fig. 7 p. 15). Le temps de stockage de chaque pas varie de 0,1 à 100 s, et le nombre de pas est de 512. Ainsi, en quelques minutes, on peut obtenir une bonne estimation du spectre d'électrons d'une source, localiser une raie intéressante ou découvrir éventuellement une contamination.

Pour les raies d'électrons dont l'énergie est inférieure à 60 keV, la résolution en énergie est meilleure que celle que l'on peut obtenir d'habitude avec un détecteur Si(Li). Le spectre est alors dégagé du fond

Compton et des rayons X et γ de basse énergie, qui apparaissent lors de l'emploi de ce dernier détecteur. La préaccélération rend détectables les

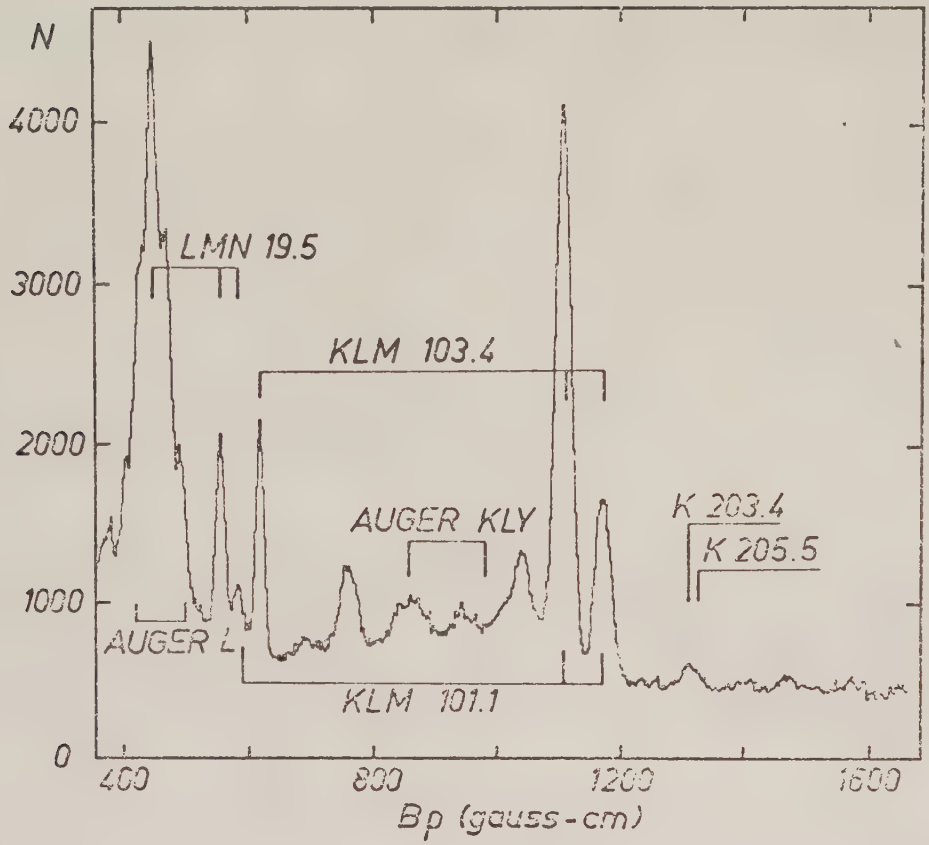

Fig. 4 : Spectre d'électrons de la désintégration de Hg 187 obtenu avec le spectromètre Gerholm adapté en ligne (préaccélération des électrons 10kV).

raies d'électrons d'énergie < 10 keV. Un spectre d'électrons de Au 187, entre 0 et 140 keV, obtenu à une tension de préaccélération de 10 kV est présenté fig. 4.

Nos recherches sur les transitions de basse énergie sont encore incomplètes : les difficultés rencontrées dans la détermination des multi polarités par les rapports de conversion dans les sous-couches LI, LII, LIII, proviennent de l'élargissement des raies d'électrons dû à la préparation des sources. En effet, au moment de la séparation électro-magnétique, les ions actifs accélérés dans un champ d'environ 40 kV, s'implantent profondément dans les feuilles porte-source, et les électrons de faible énergie ont alors peu de possibilités de sortir sans perdre d'énergie. En conséquence, les raies ont de longues queues et sont difficiles à identifier. Un projet de décélération des ions avant leur collection est à l'étude. Les raies d'électrons obtenues seraient mesurées avec précision à l'aide d'un spectromètre $\pi\sqrt{2}$ ou d'un spectrographe à 180°.

II.4. COINCIDENCE e^- -γ .

Les mesures de spectres d'électrons des noyaux impairs Au et Pt nous ont permis de trouver un grand nombre de raies d'électrons de basse énergie, mais encore fallait-il déterminer la position des transitions correspondantes dans le schéma de niveaux pour que ces résultats aient une signification. Les coïncidences γ-γ généralement utilisées, n'étaient ici d'aucun recours car les transitions observées avaient une énergie trop basse pour être détectées, ou elles étaient si fortement converties, que les coïncidences étaient trop rares pour être distinguées du fond. Pour localiser les niveaux dépeuplés par ces transitions, il était alors nécessaire d'utiliser les raies intenses d'électrons de conversion et d'effectuer des coïncidences e^- - γ .

Le spectromètre Gerholm convenait bien pour de telles mesures. Une seule lentille a été alors utilisée, l'autre a été obturée a son orifice proche de la source par un mince disque d'aluminium.

Un grand détecteur Ge(Li) a été introduit à une distance de 3 cm environ de la source (fig. 5). On a enregistré les coïncidences entre les électrons focalisés par la lentille et les raies du spectre fourni par le détecteur Ge(Li). Même si les raies d'électrons étaient de très faible énergie, les coïncidences ont pu être faites avec une bonne résolution en temps, (10-15 ns) car les électrons étaient détectés par un scintillateur en matière plastique à réponse très rapide. (Ne 111).

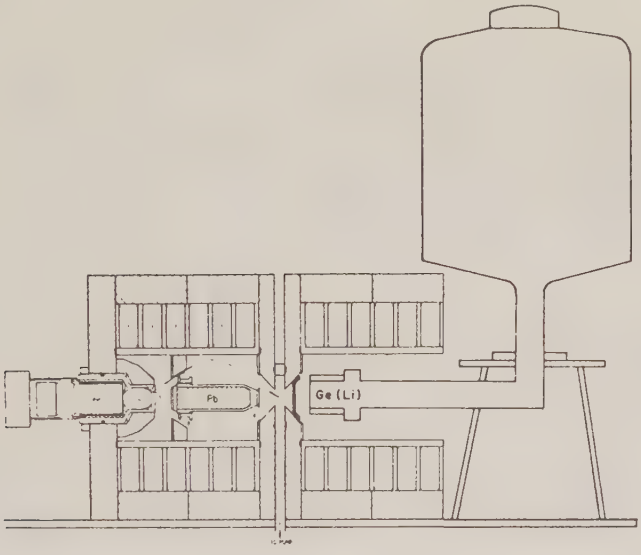

Fig. 5 : Représentation schématique de l'appareillage pour une mesure de coincidences e- γ

A titre d'exemple d'étude des niveaux à basse énergie, on peut se référer à nos mesures et résultats pour Pt 189 et Pt 191, réalisés à l'aide du spectromètre Gerholm, qu'on trouvera en appendice et aux articles sur Au 187 et Au 189. (p 263, 241)

II.5. MESURE DES SPECTRES β^+.

L'interprétation théorique de la structure des niveaux d'un noyau demande la connaissance de Q_β, énergie totale de désintégration, égale à la différence entre l'énergie de l'état fondamental du noyau et celle de l'état fondamental du noyau mère. Dans les désintégrations avec émission β^- ou β^+, Q_β est généralement calculé à partir des énergies maximales des spectres β. Les noyaux Hg, Au et Pt, dont les sources ont été utilisées pour nos expériences se désintègrent en général par capture électronique, EC, et β^+, mais leurs branches β^+ étant très faibles (≈1%), elles sont difficilement mesurables. Pour surmonter cette difficulté, en collaboration avec S. Dionisio, Ch. Vieu et C. Bourgeois, nous avons mis au point un procédé d'emploi du spectromètre Gerholm pour la mesure des spectres faibles de positons et pour celle du rapport β^+/EC dans les désintégrations mixtes.

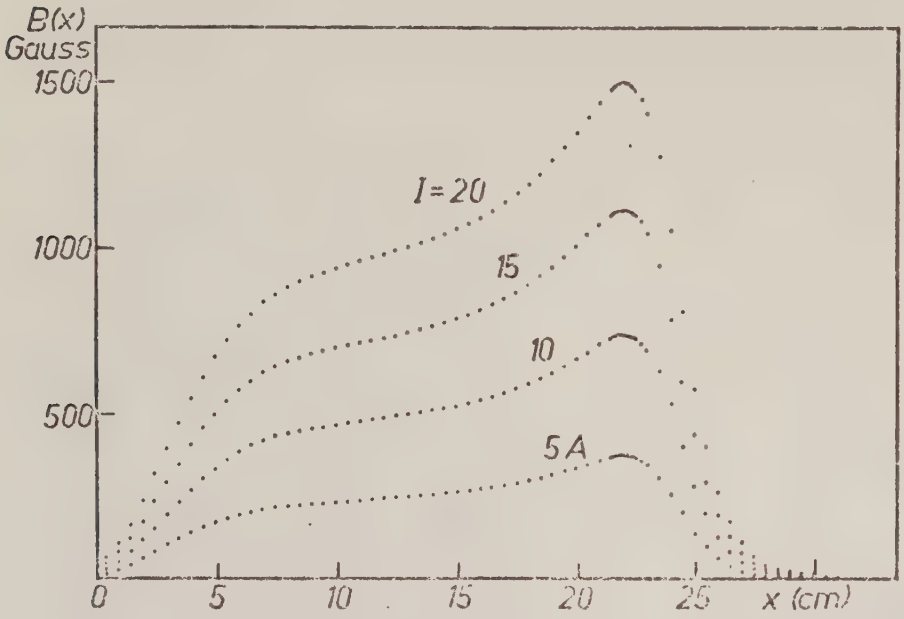

Fig. 6 : Résultat d'une analyse du champ magnétique du spectromètre Gerholm effectuée à l'aide d'un magnétomètre à effet Hall. La figure montre la répartition du champ d'induction axial pour une valeur déterminée du courant d'aimantation I comprise entre 5 et 20 A. (Le champ d'induction axial rémanent, correspondant à une préaimantation maximale/4200gauss I=60 A/ a une répartition de forme semblable, avec une valeur maximale de 3gauss).[73].

L'emploi du spectromètre Gerholm nous a paru préférable à celui du spectromètre $\pi\sqrt{2}$ car il ne demande pas des sources aussi fortes, sa transmission étant de 20 à 30 fois plus grande. De plus, lors de l'utilisation de courant maximal de 60 A dans les lentilles, l'examen de son champ magnétique n'a révélé aucune saturation dans le fer et a témoigné de sa linéarité jusqu'à 4200 Gauss, ce qui permet la mesure d'électrons ou de positons jusqu'à 4.5 MeV. (fig. 6).

Une seule modification de l'appareillage a été nécessaire : lorsque les lentilles sont alimentées par courant maximal, pour protéger les photomultiplicateurs du champ de fuite, les guide-lumière entre ces derniers et les détecteurs ont dû être prolongés. Après magnétisation maximale, la faible rémanence du fer a rendu inutile toute démagnétisation, ce qui a permis de répéter les mesures à intervalles rapprochés.

Les deux lentilles sont utilisées, l'une pour la détection des électrons, l'autre pour celle des positons, des "baffles" hélicoïdaux assurant la sélection. L'asservissement automatique des alimentations permet l'augmentation progressive du courant de la lentille pour positons de 0 à 60 A et simultanément le balayage par la lentille pour électrons, d'une petite région comportant des raies fortes d'électrons de conversion d'origine et d'intensité connues. La durée de chaque mesure est

Tableau I *

A	Q(Hg → Au) keV	Linéarité a) keV	Q(Au → Pt) keV	Linéarité keV
191	3390±50	1250	1830±50	360
192	1870±70	330	3520±25	1430
193	2534±15	915	1355±20	173

* Extrait de référence (73)

a) L'extension en énergie de la composante principale mise en évidence dans l'analyse en droite de Kurie.

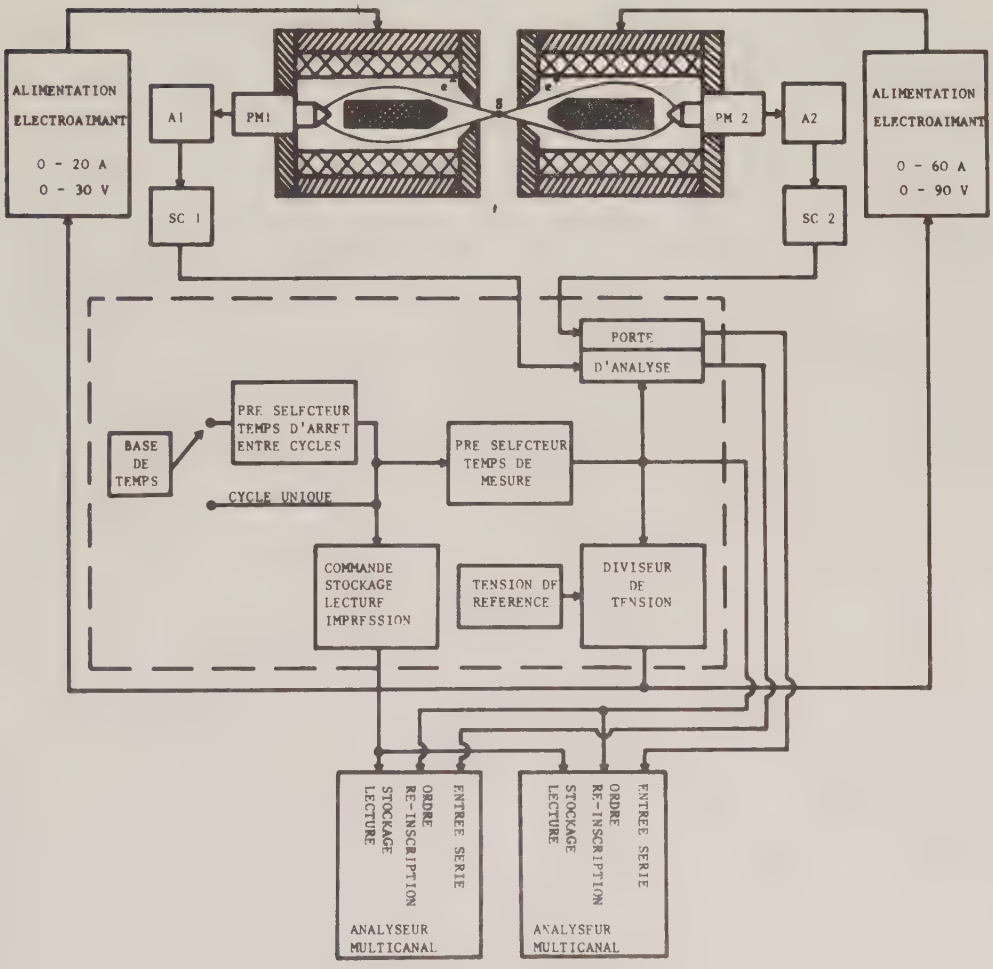

Fig. 7 : Organigramme d'une mesure simultanée de spectres de positons et de spectres d'électrons. (Les analyseurs sont utilisés en multiéchelle et les alimentations du courant sont commandées automatiquement).

choisie de telle sorte que les corrections de décroissance radioactive sont négligeables. (fig. 7).

L'expérience permet de connaître l'énergie maximale du spectre des positons et les rapports d'intensité entre celui-ci et les raies d'électrons. A partir de là, on peut calculer le rapport β^+/EC. La figure 8 montre le résultat d'une mesure réalisée suivant ce procédé avec

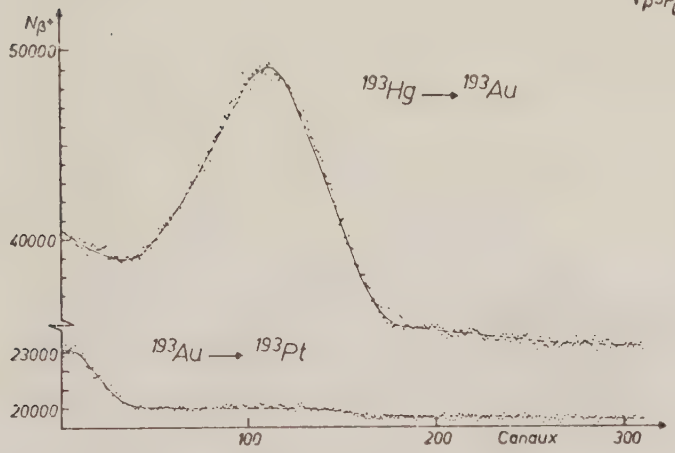

Fig. 8a) : Spectres de positons, émis par le mercure et l'or 193, mesurés au spectromètre à lentille Gerholm.

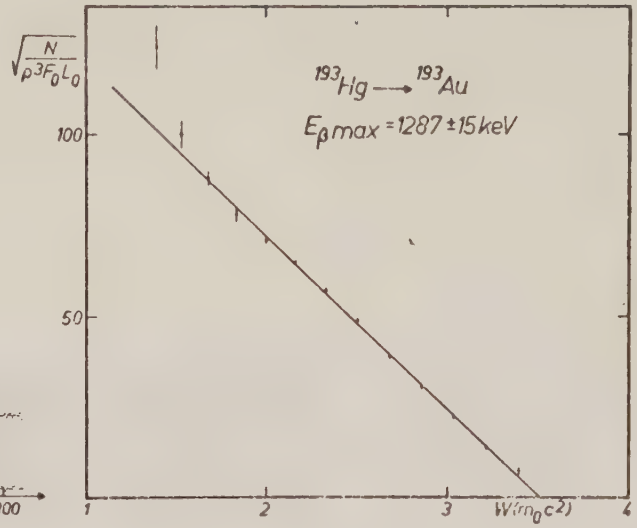

Fig. 8b) : Droite de Kurie du spectre β^+ émis par une source de mercure 193.

une source de Hg 193. D'autres résultats sont présentés tableau 1 p. 15 Ce procédé nous ayant donné satisfaction, sera utilisé ultérieurement.

II.6. MISE EN LIGNE DU SPECTROMETRE GERHOLM.

Toutes les mesures de vies moyennes faites à Studsvik et au CERN ont été effectuées hors-ligne. Les sources produites par le réacteur R2 ou par les séparateurs OSIRIS et ISOLDE, ont été envoyées par transport pneumatique aux lieux de mesures situés dans des locaux voisins. Si le transport était rapide, la mise en place de la source dans le spectromètre et, plus particulièrement son extraction du vide du séparateur, prenaient du temps puisque l'emploi d'un sas était nécessaire. Les études de désintégration de noyaux à vies courtes ($\leqslant$ 5min) n'étaient donc possibles que dans les circonstances les plus favorables ; ces inconvénients sont devenus plus contraignants lorsque l'intérêt s'est tourné vers les études de désintégration de noyaux loin de la ligne de stabilité β.

L'installation du séparateur en ligne ISOCELE à Orsay nous a conduits à adapter directement le spectromètre à l'une des lignes de faisceau. Plusieurs possibilités ont été étudiées avant la réalisation de cette opération :

- le faisceau pourrait être amené directement à la position de mesure du spectromètre où une feuille de métal l'arrêterait. Mais les inconvénients seraient nombreux : à l'impact du faisceau sur la feuille, un grand nombre d'électrons seraient libérés et créeraient un fond au spectre d'électrons. De plus, les mesures seraient perturbées par l'activité de longue vie des descendants formés sur la feuille ;

- Pour éviter ces difficultés, il a été envisagé des positions séparées pour la collection de la source et la mesure, en utilisant des transports de sources par bandes conçus à cet usage, et qui fonctionnent avec grande sécurité. La source collectée sur la bande, est transportée très rapidement à la position de mesure et se trouve renouvelée avant que l'activité du descendant ne fasse obstacle à la mesure. Dans la plupart des cas, le transport par bandes donne de très bons résultats, mais dans le nôtre, il aurait entraîné de sérieures complications : la préaccélération des électrons exigeant que la source soit portée à une tension négative allant jusqu'à 20 kV, la bande devrait être métallisée. Cela aurait pour conséquence une très haute tension pour toute la bande. Les conditions de collection en seraient affectées, et des décharges issues des bords de bande risqueraient de se produire lors d'accélérations et décélérations rapides. Le plus sérieux inconvénient serait cependant l'impossibilité d'accomplir des mesures de coïncidence $e^- - e^-$, car la traversée du support de source par les électrons focalisés par l'une des lentilles demande que celui-ci soit très mince, 2μ à 3μ, ce qui n'est pas réalisable pour une bande.

Compte tenu de toutes ces difficultés, nous avons décidé de construire un dispositif spécial permettant de collecter les sources hors de la position de mesure du spectromètre, à l'aide de porte-sources spécialement conçus pour cet usage. Ce dispositif présenté figure 9 se compose de deux parties superposées, placées sur le spectromètre : un magasin en forme de barillet (A) où sont stockés les porte-sources, et un cube (B) pour la position de collection. Le vide est commun à l'ensemble spectromètre-cube-barillet. Les mesures prévues étant celles de noyaux de vies courtes, pour permettre des changements de sources répétés, un grand nombre de porte-sources était indispensable. Pour éviter de trop grands frais, les porte-sources ont été conçus de façon simple, en forme de disque ou en anneau, sans grande exigence sur la précision des dimensions (fig. 10). Des disques d'aluminium de (2.0 ± 0.1)mm d'épaisseur et de (10.0 ± 0.2)mm de diamètre sont utilisés

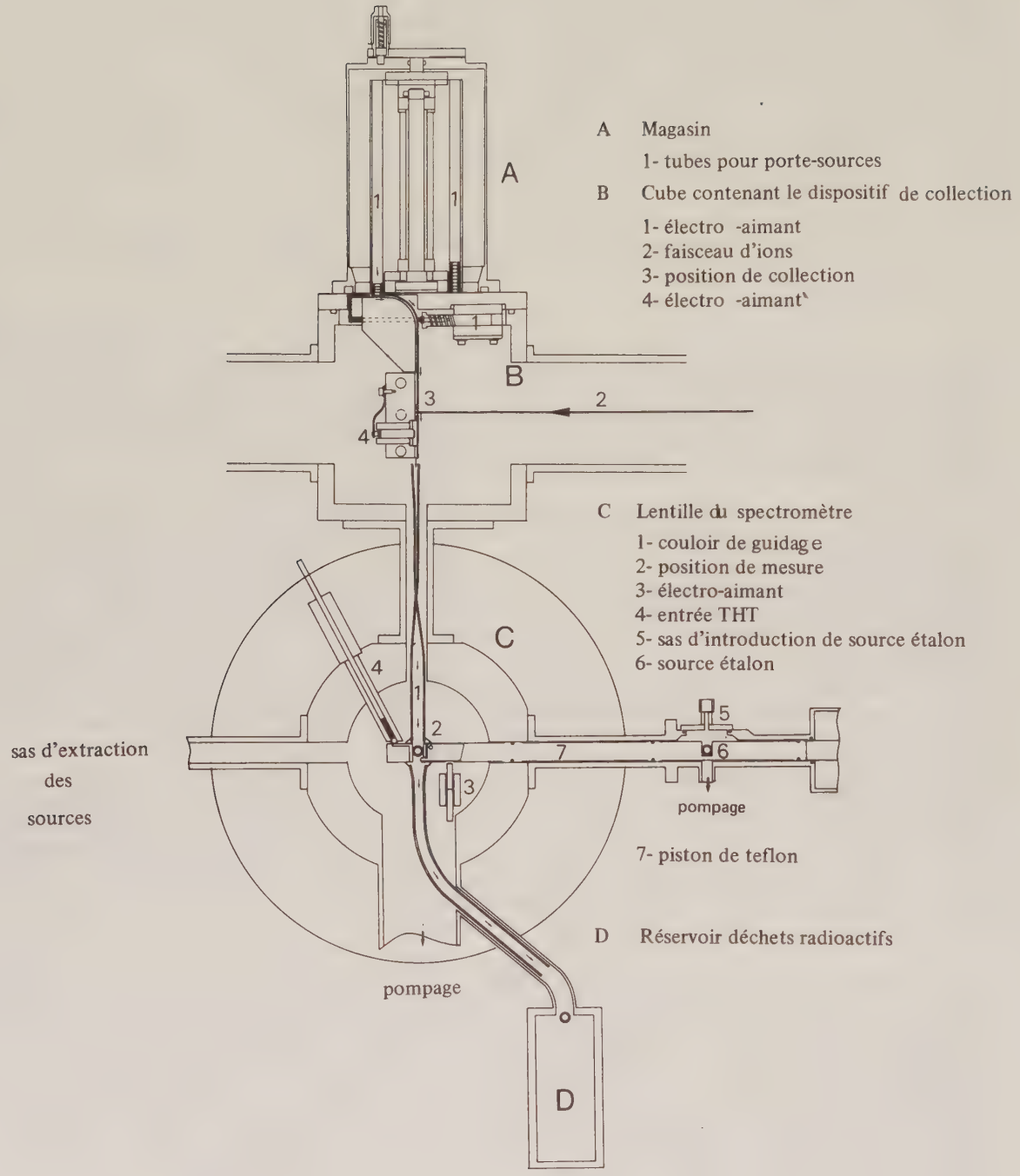

Fig. 9 : Représentation schématique du dispositif d'alimentation en sources du spectromètre adapté en ligne (coupe verticale).

pour les mesures e^- -γ, et des anneaux de laiton de mêmes dimensions extérieures et d'un diamètre intérieur de (5,8 ± 0.1)mm, pour les

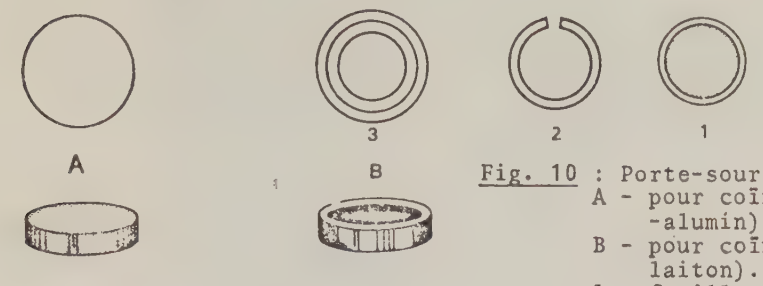

Fig. 10 : Porte-source (face et profil)
A - pour coïncidences e^--γ (en forme de disque, dur-alumin).
B - pour coïncidences e^--e^- (en forme d'anneau, laiton).
1 - feuille d'aluminium (0,5µ)collée sur anneau
2 - anneau de serrage
3 - anneau porteur sur lequel est fixé la feuille à l'aide de l'anneau de serrage.

coïncidences e^- -e^-. Dans chaque anneau, un collier maintient une mince bague de laiton sur laquelle est tendu le support de source qui est fait d'une feuille d'aluminium très mince, ∿ 0,5 µ, afin de permettre le passage d'électrons d'énergie > 20 keV. Les porte-sources sont empilés dans les dix tubes verticaux du barillet, contenant 100 porte-sources chacun, capacité qui peut-être facilement doublée. Lors d'une mesure, un des tubes prend position sur un emplacement de charge dont les dimensions sont sensiblement égales à celles des porte-sources (hauteur 2,3 ± 0,1mm, diamètre 10,4 ± 0,1mm). Un aimant de dimensions 30 x 30 x 46,5 mm (consommation 23 w, force magnétique 6N), dont la grandeur de la course, (10mm), a été déterminante pour les dimensions des porte-sources, commande un poussoir placé sur l'emplacement de charge. Sous l'impulsion de l'aimant, le poussoir fait glisser le porte-source dans un couloir courbe (de 10,5mm de largeur et 2,5mm de hauteur), qui l'amène à la position de collection dans le cube. Aussitôt, le poussoir retiré, un autre porte-source succède au précédent dans l'emplacement de charge.

La deuxième partie du dispositif, le cuble (B) d'aluminium de 20 cm de coté et 1,5 cm d'épaisseur, est muni d'ouvertures pour l'entrée et la sortie du faisceau. Des vannes permettent d'isoler le cube du séparateur lors d'un changement de mesure. La position de collection des sources se trouve dans le couloir de guidage qui relie l'emplacement de charge des porte-sources dans le barillet, à la position de mesure du spectromètre, à travers le cube. Un arrêt maintient le porte-source en position de collection. Face au faisceau, il est bombardé par les ions à travers un diaphragme de 5mm de diamètre. Sous l'impulsion d'un aimant, l'arrêt se retire et le porte-source tombe dans le couloir en spirale à 90° et atteint la position de mesure placée à l'intérieur d'un piston de téflon bien isolé. L'emplacement de mesure aux parois métalliques peut être porté à un potentiel élevé à l'aide d'un passage électrique sous vide. Un arrêt maintient le porte-source dans la position de mesure le temps voulu. Un troisième aimant retire l'arrêt et le porte-source tombe dans le réservoir à déchets radioactifs. Le piston contient une position de source supplémentaire, accessible par un sas, destinée à l'introduction des sources d'étalonnage ou de comparaison. Par air comprimé, le piston peut être déplacé et la source amenée à la position de mesure.

La partie du couloir de guidage qui traverse le cube a été prévue mobile pour permettre une deuxième installation en ligne derrière la nôtre. Il suffit d'écarter le couloir à l'intérieur du cube pour le passage du faisceau.

La mise au point de la focalisation peut se faire de façon visuelle si la masse séparée est stable. Une fenêtre de plexiglas de 10 x 18cm, sur le côté du cube, permet de voir le faisceau qui peut être ramené à une petite tache d'environ 3mm de diamètre par l'ajustement des tensions des déflecteurs du collecteur et d'une lentille quadrupolaire, placée sur la ligne (fig. 11). En cours d'expérience, la focalisation se fait par la mesure de l'intensité du courant d'ions arrivant à l'emplacement de collection. A cette fin, le dispositif de collection est déplacé horizontalement de 2cm, ce qui permet d'amener sur le passage du faisceau un nouveau diaphragme isolé en laiton de 20 x 20 mm percé d'un trou de 5mm de diamètre, et une plaque en laiton de mêmes dimensions, placée derrière celui-ci. Un nanoampèremètre indique le courant électrique que le faisceau d'ions apporte au diaphragme et à la plaque. La focalisation est réalisée lorsque le courant est nul sur le diaphragme, et maximum sur la plaque arrière. Pour faciliter les mesures, l'alimentation en porte-sources et le temps de collection sont réglés par une horloge. Au cours des dernières expériences, alors que des mesures de vies courtes de noyaux Hg étaient effectuées, l'appareillage a fonctionné pendant plusieurs heures sans surveillance. Un programmateur actuellement en construction dirigera les phases pour les mesures à l'aide du spectromètre : transport des sources, leur temps d'arrêt dans la position de collection, temps d'attente avant et après la collection, branchement ou débranchement de la tension d'accélération, mise en train et arrêt de la mesure, écriture des résultats sur bande magnétique RG 23, sur l'imprimante ou sur disque d'Ariel IBM, effacement de la mémoire de l'analyseur, introduction de la source d'étalonnage. La nouvelle commande automatique rend possible , en ligne, toutes les mesures faites précédemment hors ligne.

Le spectre d'électrons de la désintégration de Hg 187 (fig. 4, p 12) a été enregistré pendant une mesure en ligne. Le courant du spectromètre a augmenté de façon progressive de 0 à 5 A. On peut y voir les raies de conversion L, M et N d'une transition de 19,5 keV. Celle-ci, mise en évidence par les coïncidences $e^-\gamma$ détectées par la méthode décrite en II.4, relie le premier niveau excité de Au 187 à l'état fondamental. De même, on peut voir les raies de conversion K, L et M des transitions 101,1 keV et 103,4 keV qui définissent les positions des isomères $9/2^-$ et $11/2^-$.

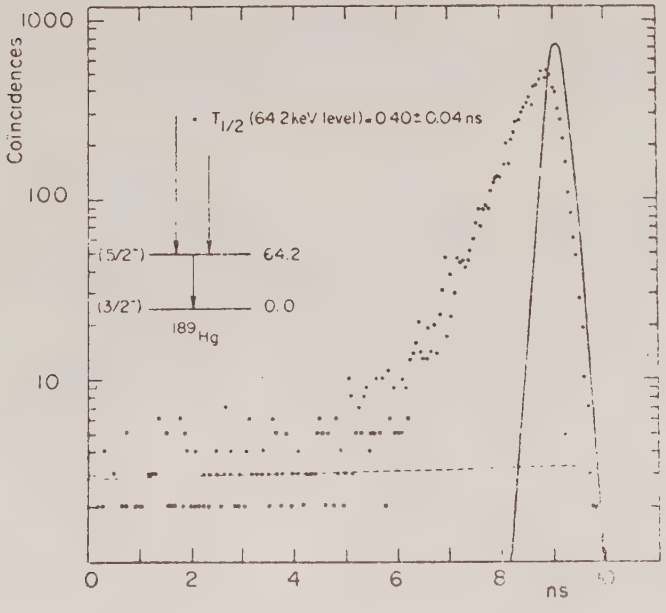

Fig. 12 : Résultats d'une mesure de coïncidences retardées faite en ligne.

Dans la mesure de vies moyennes faite en ligne (fig.12) la courbe retardée a été obtenue par les coïncidences e^-(64,2L) - γ(200-600 keV) de la décroissance du T1 189. La pente indique que le niveau de 64,2 keV de Hg 189 a une période 0,40 ± 0,04 ns (fig. 12). Une courbe prompte de comparaison a été obtenue par les coïncidences $e^-\gamma$ faites dans des conditions identiques avec une source de Co 60. Un fond plus haut à gauche qu'à droite de la courbe prompte, laisse supposer que des électrons de la forte transition de 78 keV appartenant au noyau fils Au 189, ont introduit une contribution de la période 190ns du niveau 325 keV d'où est issue cette transition (p 243).

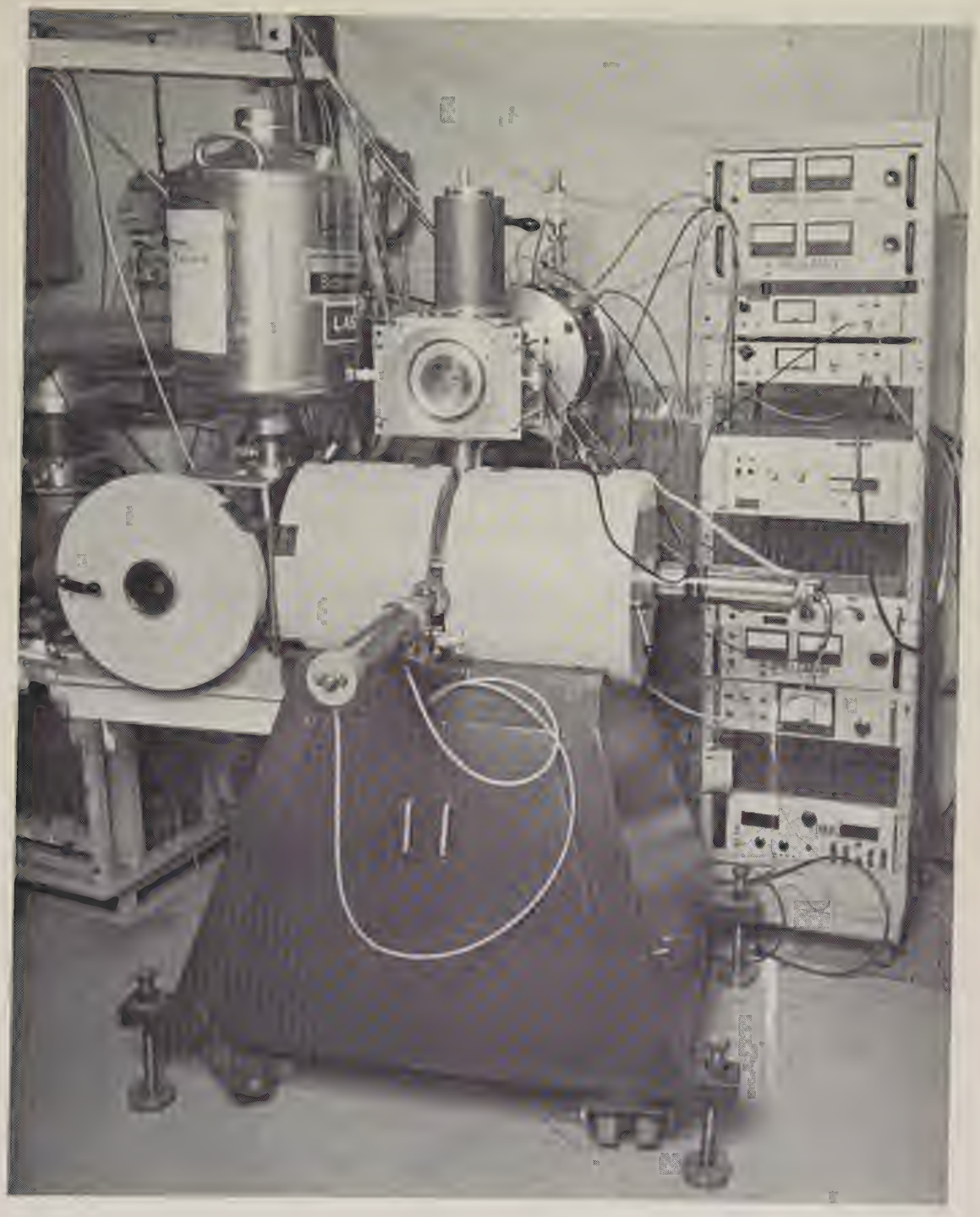

Fig. 11 : Spectromètre Gerholm adapté en ligne au séparateur ISOCELE, Orsay.
A - dispositif d'alimentation des sources ;
B - Lentille quadrupolaire pour la focalisation du faisceau ;
C - alimentation haute tension de la lentille quadrupolaire ;
D - cryostat d'un détecteur Ge(Li). Appareillage prêt pour une mesure de coïncidences e⁻ γ.

A P P E N D I C E

Exemples de localisation de niveaux de basse énergie faite à l'aide du spectromètre Gerholm.

1 - Pt 189

Lorsque nous avons entrepris l'étude de Pt 189, deux schémas de niveaux très différents avaient déjà été proposés. Kilcher et al. [71] plaçaient le premier niveau excité de ce noyau à 6,3 keV alors que pour Johanson et al. [72] ce niveau était à 88,41 keV. Des électrons issus d'une transition à 6,3 keV avaient été observés par le premier groupe, mais le second contestait l'existence d'une telle transition.

Un spectre d'électrons de conversion entre 0-140 keV enregistré avec une préaccélération de 14 kV nous a révélé l'existence de raies d'électrons susceptibles d'être interprétées comme des raies 6,3 M et N. Pour identifier la transition gamma correspondante et la placer dans le schéma de niveaux, des coïncidences $e^- - \gamma$ ont été faites à l'aide d'une lentille du spectromètre et d'un détecteur Ge(Li). Des transitions gamma à 215, 302, 442 keV suivant la désintégration de 28 min. de 189 Au, ont été observées en coïncidences avec les électrons 6,3 M, ce qui a confirmé la proposition de schéma de niveau faite par Kilcher et al. Des coïncidences spécialement fortes ont été notées avec une transition de 166,5 keV issue essentiellement de la décroissance de l'isomère de 4,55 min. dans Au 189.

Les résultats d'une mesure de coïncidences (6,3 M - γ) sont présentées fig. 16a. Dans ce cas, la source contenait un mélange de Hg 189 et d'Au 189 de 4,55min. La coïncidence avec la transition 166,5 keV apparait très nettement. Par un changement de la tension de préaccélération, la fenêtre d'énergie de la lentille a été déplacée de la raie 6,3 M à une raie complexe contenant des électrons 9,9 M de Au 189 et des électrons LMN Auger. La raie de 166,5 keV a été fortement réduite mais des raies correspondant aux transitions 238 et 297 keV coïncidant avec la transition 9,9 M sont apparues. L'importante diminution de l'intensité de la raie de 166,5 keV (fig. 16b) atteste que dans de telles expériences le nombre de coïncidences fortuites reste bas.

Pour mieux connaître la transition 6,3 keV, nous avons mesuré son retard par rapport à celui de 166,5 keV. Après pré-accélération, les raies 6,3 M et 166,5 L ont été focalisées par les lentilles. Les impulsions du start ayant été données au CTA par les électrons 166,5 L la pente de la courbe de coïncidence a montré que la transition de 6,3 keV succède à celle de 166,5 keV (fig. 17). Une connaissance approximative de l'aspect d'une courbe prompte a été obtenue en abaissant la tension de la préaccélération de telle sorte que les électrons Auger LMN et 248 L de Au 189 ont pu être focalisés.

A l'aide d'un petit détecteur Ge(Li) pourvu d'une très mince fenêtre de beryllium, la raie gamma de la transition 6,3 keV a pu aussi être détectée. L'existence de cette transition se trouve ainsi confirmée.

A partir de ces mesures a été construit le schéma des niveaux de Pt 189, alimentés par la décroissance de l'état isomérique $11/2^-$ de

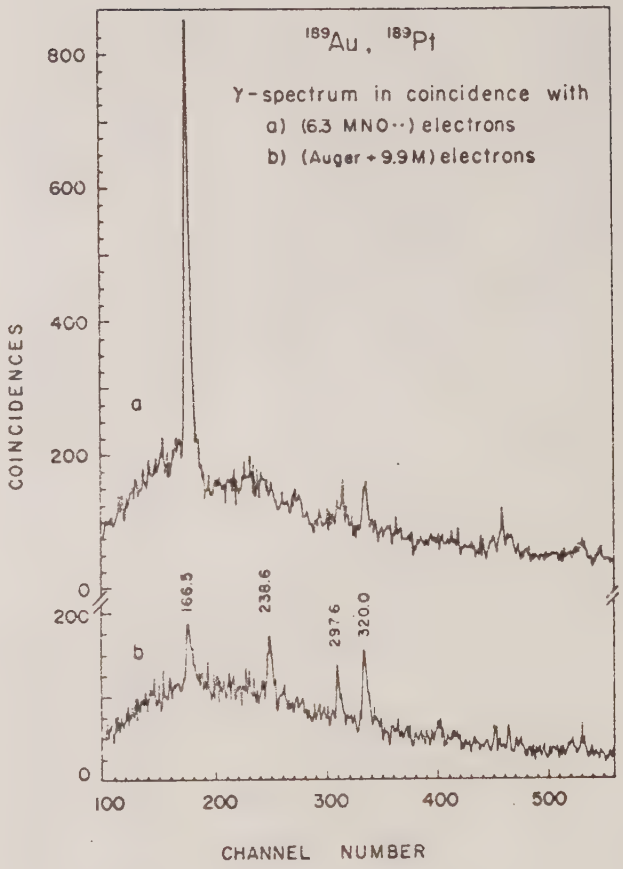

Fig. 16 : Spectre gamma en coïncidence avec a) des électrons 6,3M dans Pt 189. b) des électrons 9,9M dans Au 189 et des électrons Auger dans Au 189 et Pt 189. (source contenant un mélange de Hg 189 et Au 189).

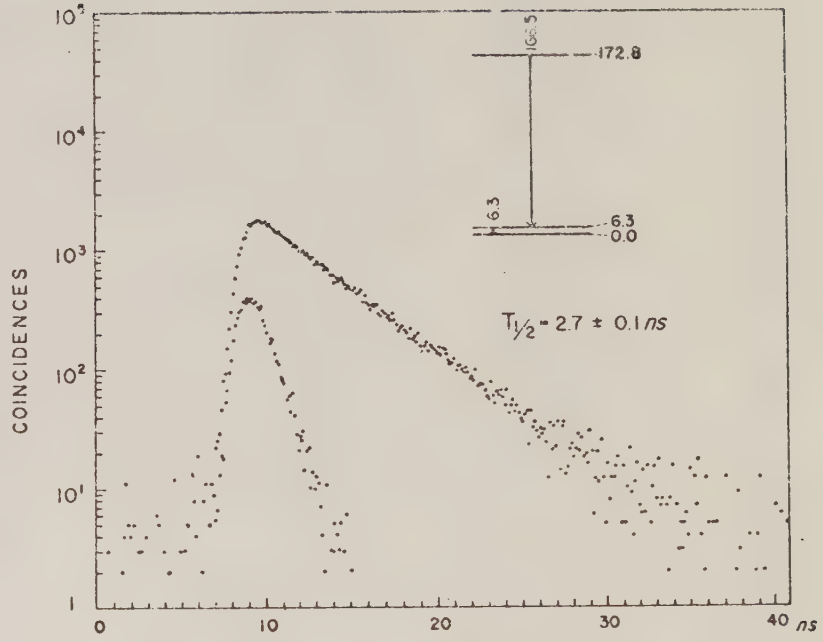

Fig. 17 : Coïncidences retardées entre les électrons 166,5 L et 6,3 M dans Pt 189.
Préaccélération 15kV. La pente correspond à une période de (2,7±0,1) ns pour le niveau 6,3 keV. La courbe prompte de référence a été obtenue en changeant la tension de préaccélération pour la focalisation des électrons Auger et 238 L dans Au 189.

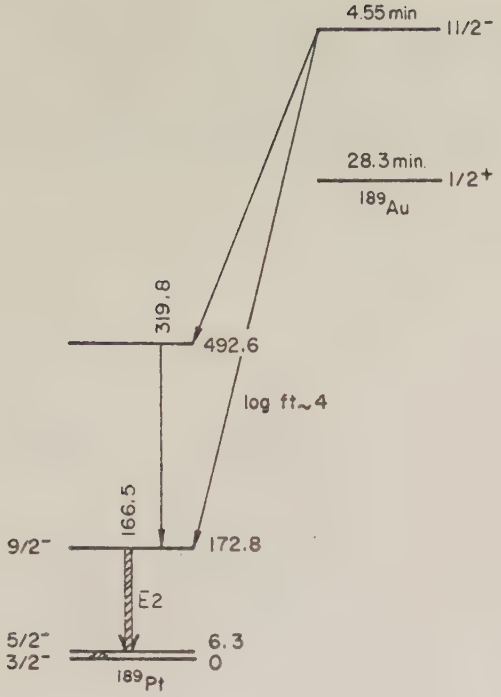

Fig. 18

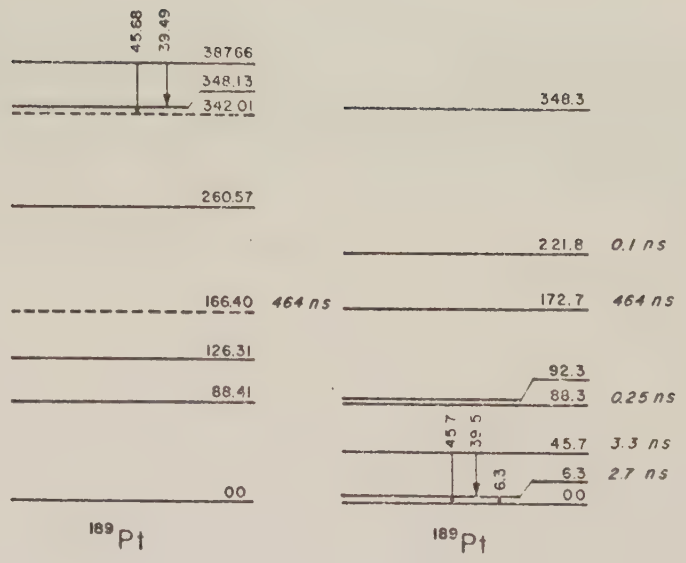

Fig. 19 : Niveaux de basse énergie de Pt 189. (A gauche schéma de niveaux ref. [72] A droite schéma établi d'après nos résultats, et vies moyennes mesurées).

Au 189 (fig. 18). Les changements de la partie basse énergie du schéma des niveaux alimentés par la désintégration de l'état fondamental de Au 189 sont représentés fig. 19. La structure des niveaux de Pt 189 à 2 MeV, les probabilités de transition gamma et la comparaison aux prédictions des modèles, seront présentées dans un prochain article [78].

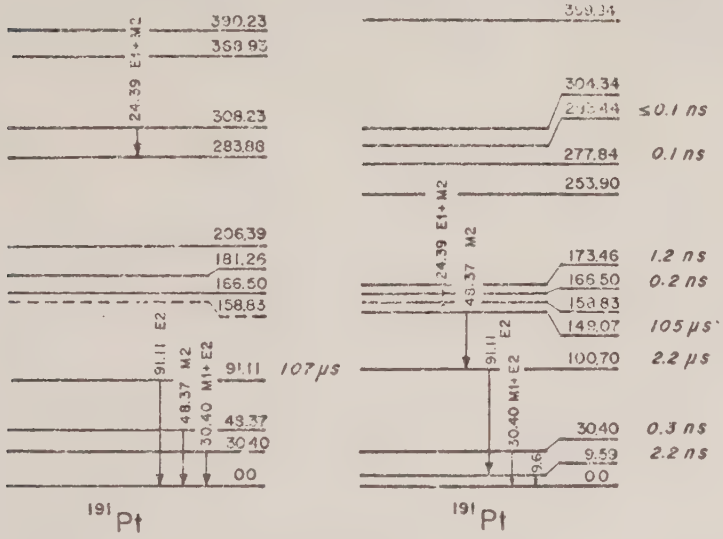

Fig. 20 : Niveaux d'énergie inférieure à 400 keV dans Pt 191. (A gauche, niveaux donnés par Nuclear Data Sheets, à droite, niveaux établis d'après nos expériences : dans notre schéma, la structure des niveaux est très différente du fait que nous avons introduit le niveau de 9,59 keV. Des 11 niveaux proposés, seulement 3 niveaux se retrouvent à savoir 30 , 40 keV, 158,83 keV et 166,5 keV).

2 - Pt 191

Des recherches analogues effectuées sur le Pt 191 ont révélé des raies M d'une transition de 9,6 keV, mêlées à des raies Auger LMN [71]. A l'aide de coïncidences e-γ, des transitions en cascade avec la transition 9,6 keV ont été observées ainsi que d'autres en cascade avec les transitions 24,30 et 47 keV, déjà connues dans ce noyau. Il s'ensuit que le schéma de niveaux obtenu est très différent de celui de Nuclear Data Sheets [84] (fig. 20).

Nous avons aussi mesuré les vies moyennes présentées fig. 20, à l'exception de celle de 107us interprétée jusqu'ici comme étant directement liée à la transition de 91 keV [82].

Les coïncidences ont montré que les transitions 47 et 91 keV forment une cascade. Une mesure de vie moyenne effectuée à l'aide des coïncidences 91 L - 47 L a prouvé par la pente de la courbe de temps, que la transition 91 keV est retardée de 2,2 us par rapport à la transition 47 keV. Nous avons attribué ce retard, qui avait été déjà signalé [79, 86], au niveau 100,7 keV.

III - PRESENTATION DES TRAVAUX

III.1. INTRODUCTION.

Comme il apparaît dans le relevé de nos travaux, p.28,61 et fig. p.4,23 nos recherches ont été essentiellement consacrées aux noyaux de transition impairs, situés entre les noyaux bien déformés de terres rares et les noyaux sphériques, dans le voisinage des couches doublement fermées de Pb 208. Une présentation des travaux dans l'ordre chronologique aurait été incompatible avec la synthèse de nos conclusions sur la structure des noyaux étudiés. Aussi nous avons essayé de coordonner les travaux de telle sorte que les conclusions de ceux-ci mettent en évidence le maillon que chacun représente dans notre investigation de la structure nucléaire, car, si les changements de forme se manifestent dans une région assez bien définie, ils sont déjà pressentis dans les régions voisines.

C'est pourquoi, avant d'exposer nos travaux sur les noyaux impairs de transition, nous prenons comme point de départ l'étude des noyaux sphériques dont certaines caractéristiques conduisent à celle des noyaux déformés et des noyaux quasi-sphériques.

III.2. ARTICLES PRESENTES. page

1) Some E2 rates in ^{211}At,
G. Astner and V. Berg, Physica Scripta 5 (1972) 55 63

2) Charge effective du proton $h_{9/2}$ dans le polonium-210
V. Berg, C. Bourgeois, et N. Perrin,
C. R. Acad. Sc. 276 B (1973) 761 69

3) Transition rates in ^{161}Dy, V. Berg and S. G. Malmskog,
Nucl. Phys. A 135 (1969) 401 73

4) E2 and M1 transition probabilities in ^{193}Au and ^{195}Au. 85
B. Fogelberg, A. Bäcklin, V. Berg and S. G. Malmskog.
Nucl. Phys. A 153 (1970) 301

5) E2 and M1 transition probabilities in odd-mass Hg nuclei, 95
A. Bäcklin, B. Fogelberg, V. Berg and S. G. Malmskog,
Nucl. Phys. A 138 (1969) 429

6) Mesures de vies moyennes d'états excités dans les lanthanes 135 et
133, V. Berg. J. Letessier, C. Bourgeois et R. Foucher.
Journal de Physique 33 (1972) 829 105

7) A study of the 190 keV transition in ^{141}La, V. Berg, A. Höglund and
B. Fogelberg, Nucl. Phys. A 155 (1970) 297 113

8) The decay of the 79.5 keV level in ^{134}I, V. Berg and A. Höglund,
Nucl. Phys. A 175 (1971) 495 121

9) The level structure in ^{193}Ir,
V. Berg, S. G. Malmskog and A. Bäcklin
Nucl. Phys. A 143 (1970) 177 127

10) The low energy level structure of ^{191}Ir,
S. G. Malmskog, V. Berg, A. Bäcklin and G. Hedin,
Nucl. Phys. A 143 (1970) 160 143

11) E2 and M1 transition probabilities between low-energy states in
^{189}Ir, A. Bäcklin, G. Hedin, V. Berg and S.G. Malmskog, Nucl. Phys. 155
A 181 (1972) 76

12) Absolute transition rates in ^{188}Ir.
S. G. Malmskog and V. Berg, Nucl. Phys. A 139 (1969) 17 169

13) The decay of ^{187}Pt : Comparison of the levels of ^{187}Ir with those
of heavier odd mass iridium isotopes, C. Sebille-Schück, M. Finger,
R. Foucher, J.P. Husson, J. Jastrzebski, V. Berg. S.G. Malmskog,
G. Astner, B.R. Erdal, P. Patzelt and P. Siffert, Nucl. Phys. 175
A. 212 (1973) 45

---

* Ces travaux sont insérés de la page 63 à 266.

14) Negative parity states in odd-mass Ir and Au nuclei,
A. Bäcklin, V. Berg and S.G. Malmskog, Nucl. Phys. A 156 (1970) 647 195

15) On the low energy band structure in ^{187}Os, S.G. Malmskog, V. Berg, B. Fogelberg and A. Bäcklin, Nucl. Phys. A 166 (1971) 573 211

16) Transition probabilities in ^{189}Os,
S.G. Malmskog, V. Berg and A. Bäcklin,
Nucl. Phys. A 153 (1970) 316 225

17) Quasi-prolate and quasi-oblate bands in soft ^{189}Au,
V. Berg, R. Foucher and A. Höglund,
Nucl. Phys. A 244 (1975) 462 239

18) Some features of odd Au nuclei revealed by half-life measurements,
V. Berg, C. Bourgeois and R. Foucher,
Journal de Physique 36 (1975) 325 255

19) Coexistence de forme dans le noyau ^{187}Au,
M.A. Deleplanque, C. Gerschel, M. Ishihara, et N. Perrin
V. Berg, C. Bourgeois, M.G. Desthuilliers, J.P. Husson,
P. Kilcher et J. Letessier, Journal de Phys. Lett. 36 (1975) 205 261

III.3 - Vies moyennes et probabilités de transition présentées dans les travaux ci-joints.

Noyau	Niveau keV	$T_{1/2}$ niveau ns	Transition keV	Etat initial	Etat final	Multipolarité	$B(M1)\left(\frac{e\hbar}{2m_oc}\right)^2$ $B(E\lambda)\,e^2b^\lambda$	Interdiction F_W MI	E2	E1
^{134}I	79.5	1.62 ± 0.10	79.5	3^+	4^+	M1	$(1.9\pm0.1)10^{-2}$	93		
						E2	< 0.18		>0.02	
	181.1	< 0.10	181.1							
	210.8	< 0.15	210.8							
^{135}La	119.4	3.9 ± 0.1	119.4	$7/2^+$	$5/2^+$	M1	$3.5\cdot10^{-3}$	520		
						E2	0.015		0.28	
	206.4	0.48 ± 0.03	206.4	$5/2^+$	$5/2^+$	M1	$6.5\ 10^{-3}$	270		
						E2	0.019		0.22	
			86.8	$5/2^+$	$7/2^+$	M1	$4.2\ 10^{-3}$	420		
						E2	0.34		0.012	
^{141}La		1.27 ± 0.10		$5/2^+$	$7/2^+$	M1	$(3.6\pm0.4)10^{-3}$	470		
						E2	< 0.012		>0.33	
^{161}Dy	74.58	3.34 ± 0.18	74.58	$3/2\ 3/2^-$ (521)	$5/2\ 5/2^+$(642)	E1	$(3.5\pm0.4)10^{-7}$			$5.5\ 10^4$
			48.92		$5/2\ 5/2^-$(523)	M1	0.018±0.002	100		
						E2	0.04 ± 0.01		0.13	
	131.77	0.145±0.015	131.77	$5/2\ 3/2^-$ (521)	$5/2\ 5/2^+$(642)	E1	$<1.3\cdot10^{-10}$			$>1.5\ 10^8$
			106.15		$5/2\ 5/2^-$(523)	M1	$(5.8\pm0.9)\cdot10^{-4}$	3000		
						E2	0.050±0.008		0.11	
			87.93		$7/2\ 5/2^+$(642)	E1	$(4.3\pm0.9)10^{-7}$			$4.5\ 10^4$
			57.20		$3/2\ 3/2^-$(521)	M1	0.110±0.013	17		
						E2	1.67 ± 0.33		0.0032	
			28.72		$7/2\ 5/2^-$(523)	M1	$(9.8\pm2.5)\cdot10^{-3}$	180		
^{187}Os	9.8	2.38±0.18	9.8	$3/2\ 3/2^-$(512)	$1/2\ 1/2^-$(510)	M1	$(8.0\pm0.7)\cdot10^{-2}$	22		
						E2	< 0.24		>0.027	
	74.3	<0.040[b]	64.6	$3/2\ 1/2^-$(510)	$3/2\ 3/2^-$(512)	M1	> 0.1	<17		
						E2	> 0.45		<0.014	
			74.3		$1/2\ 1/2^-$(510)	M1	> 0.13	<14		
						E2	0.35±0.10[b]		0.018	
	75.0	2.16±0.16	65.3	$5/2\ 3/2^-$(512)	$3/2\ 3/2^-$(512)	M1	$<2.4\ 10^{-4}$	>7300		
						E2	0.56±0.08		0.012	
			75.0		$1/2\ 1/2^-$(510)	E2	0.19±0.03		0.034	
	100.7	112 ± 6	25.6	$7/2\ 7/2^-$(503)	$5/2\ 3/2^-$ (512)	M1	$(3.6\pm0.2)\cdot10^{-4}$	4900		
						E2	$<4.0\cdot10^{-4}$		> 16	
			90.7		$3/2\ 3/2^-$(512)	E2	$<3.4\cdot10^{-5}$		> 190	
	187.4	0.080[b]	87.6	$5/2\ 1/2^-$(510)	$7/2\ 7/2^-$(503)	M1	$<4.0\cdot10^{-4}$	>4400		
						E2	<0.075		>0.086	
			112.4		$5/2\ 3/2^-$(512)	M1	$<1.0\cdot10^{-3}$	>1780		
						E2	< 0.11		>0.057	
			113.2		$3/2\ 1/2^-$(510)	M1	$(4.5\pm0.8)\cdot10^{-3}$	390		
						E2	0.63 ± 0.16		0.01	
			177.7		$3/2\ 3/2^-$(512)	M1	$(2.0\pm0.4)\cdot10^{-2}$	88		
						E2	0.22 ± 0.07		0.028	
			187.4		$1/2\ 1/2^-$(510)	E2	0.56 ± 0.12[b]		0.012	
^{189}Os	36.2	0.53±0.03	36.2	$1/2\ 1/2^-$(510)	$3/2\ 3/2^-$(512)	M1	$(7.1\pm0.6)\cdot10^{-2}$	25		
						E2	0.159±0.042		0.042	
	69.5	1.59±0.08	33.3	$5/2\ 3/2^-$(512)	$1/2\ 1/2^-$(510)	E2	0.128±0.015		0.051	
			69.5		$3/2\ 3/2^-$(512)	M1	$(4.72\pm0.38)\cdot10^{-3}$	374		
						E2	0.65±0.06		0.01	
	95.2	0.23±0.03	25.7	$3/2\ 1/2^-$(510)	$5/2\ 3/2^-$(512)	M1	$(1.93\pm0.29)\cdot10^{-2}$	92		
						E2	$0,63^{+0.63}_{-0.21}$		0.01	
			59.1		$1/2\ 1/2^-$(510)	M1	$(8.4\pm1.2)10^{-2}$	21		
						E2	0.17±0.07		0.038	
			95.2		$3/2\ 3/2^-$(512)	M1	0.56±0.08	317		
						E2	0.092±0.016		0.071	
	219.4	0.176[b]	149.9	$7/2\ 3/2^-$(512)	$5/2\ 3/2^-$(512)	M1	$<1.3\cdot10^{-3}$	>1300		
				$\{3/2^-(512)k+2\}$ γ-vibr.		E2	0.39±0.08		0.016	
			188.6		$9/2\ 9/2^-$(505)	M1	$(6.5\pm2.0)10^{-4}$	37000		
						E2	0.052±0.015		0.13	

Noyau	Niveau keV	$T_{1/2}$ niveau ns	Transition keV	Etat initial	Etat final	Multipolarité	$B(M1)\ B(E\lambda)\ \left(\frac{e\hbar}{2m_0c}\right)^2 e^2 b^\lambda$	Interdiction F_W		
								M1	E2	E1
			219,4		3/2 3/2$^-$ (512)	E2	0.37±0.06[b]		0.018	
	275.8	0.17±0.03	56,5	5/2$^-$	7/2$^-$	M1	$(1.47\pm0.30)10^{-2}$	120		
						E2	< 0.15		>0.045	
			59,1		7/2$^-$	M1	< 0.021	> 84		
			180,5		3/2 1/2$^-$ (510)	M1	$(1.24\pm0.35)10^{-4}$	14000		
			206,3		5/2 3/2$^-$ (512)	M1	$<4.5\ 10^{-3}$	>39000		
						E2	$(7.5\pm1.5)10^{-3}$		0.88	
			245,0		9/2 9/2$^-$ (505)	E2	0.237±0.047		0.0275	
			275,8		3/2 3/2$^-$ (512)	M1	$(2.37\pm0.60)10^{-4}$	7400		
						E2	$(7.3\pm1.5)10^{-3}$		0.81	
^{187}Ir	106.4	11.5±0.3	106,4	1/2 1/2$^+$(400)	3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$<6.2\ 10^{-6}$	$>2.8\ 10^5$		
						E2	0.078±0.003		0.082	
	110.1	0.121±0.013	110,1	5/2 3/2$^+$(402)	3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(3.2\pm0.4)^{-2}$	55		
						E2	1.62±0.30		0.004	
	189.3	0.022±0.010	79,4	3/2 1/2$^+$(400)	5/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(1.0^{+2.6}_{-0.5})10^{-2}$	184		
						E2	< 0.82		>0.0078	
			83,1		1/2 1/2$^+$ (400)	M1	$0.22^{+0,19}_{-0,07}$	7.5		
						E2	1.5 ± 0.7		0.004	
			189,6		3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(6.2^{+5.1}_{-1.9})10^{-2}$	265		
						E2	0.11 ± 0.05		0.06	
	201.5	0.84 ± 0.08	91,5	5/2$^-$,(3/2)$^-$	5/2 3/2$^+$ (402)	E1	$(6.7\pm0.8)10^{-7}$			$3.1\ 10^4$
			201,5		3/2 3/2$^+$ (402)	E1	$(5.0\pm0.6)10^{-7}$			$4.2\ 10^4$
	311.7	0.006[a]	122,0	5/2 1/2$^+$ (400)	3/2 1/2$^+$ (400)	M1	0.55 ± 0.11	3.1		
						E2	< 2.0		0.0034	
			201,8		5/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(4.4\pm1.1)10^{-2}$	40		
^{187}Ir			205,2		1/2 1/2$^+$ (400)	E2	1.2 ± 0.2		0.0054	
			311,8		3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(2.3\pm0.4)10^{-2}$	77		
						E2	< 0.018		>0.37	
	388,5	< 0.065	186,9	1/2$^-$, (3/2$^-$)	5/2$^-$,(3/2$^-$) ,	E2	> 1.4		<0.0044	
			199,2		3/2 1/2$^+$ (400)	E1	$>6.8\ 10^{-7}$		$<3.1.10^4$	
			282,1		1/2 1/2$^+$ (400)	E1	$>7.8\ 10^{-7}$		$<2.7\ 10^4$	
			388,8		3/2 3/2$^+$ (402)	E1	$>8.9\ 10^{-8}$		$<2.4\ 10^5$	
^{188}Ir	54,8	1.93±0.10	54,8	(1,2)$^-$	(2$^-$)	M1	$(3.0\pm0.5)10^{-3}$	603		
						E2	(0.59±0.09)		0.011	
	96,7	1.56±0.12	41,9	(1,2)$^-$	(1,2)$^-$	M1	$(1.9\pm0.3)10^{-2}$	95		
						E2	< 0.16		>0.043	
			96,7	(1,2)$^-$	(2)$^-$	M1	$(2.6\pm0.4)10^{-4}$	6900		
						E2	$(8.9\pm1.4)10^{-2}$		0.084	
	187,6	0.056±0.013	132,8	(1)$^-$	(1,2)$^-$	E2	(0.18±0.05)		0.035	
			187,6	(1)$^-$	(2)$^-$	M1	$(5.0\pm1.3)10^{-2}$	33		
	195,1	0.051±0.010	98,4			M1	$(7.0\pm1.9)^{-3}$	252		
			140,3			M1	$(1.3\pm0.3)10^{-2}$	132		
			195,1			M1	$(4.1\pm1.0)10^{-2}$	43		
	478,3	⩽ 0.150	283,0	1$^+$	(1)$^-$	E1	$\leqslant 8.8\ 10^{-8}$			$\leqslant 2.4.10^5$
			290,6	1$^+$	(1)$^-$	E1	$\leqslant 8.8\ 10^{-8}$			$\leqslant 2.7.10^5$
			381,6	1$^+$	(1,2)$^-$	E1	$\leqslant 2.3\ 10^{-7}$			$\leqslant 9.3.10^4$
			423,6	1$^+$	(1,2)$^-$	E1	$\leqslant 1.1\ 10^{-7}$			$\leqslant 2.0.10^5$
			478,3	1$^+$	(2)$^-$	E1	$\leqslant 2.9\ 10^{-8}$			$\leqslant 6.7.10^4$
^{189}Ir	94,3	11.6 ± 0.6	94,3	1/2 1/2$^+$ (400)	3/2 3/2$^+$(402)	M1	$(3.2\pm0.6)10^{-5}$	56000		
						E2	0.087±0.005		0.074	
	113,8	0.076±0.018	19,5	5/2 3/2$^+$ (402)	1/2 1/2$^+$ (400)	E2				
			113,8		3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(5.4\pm1.3)10^{-2}$	33		
						E2	1.8 ± 0.5		0,0035	
	176,6	0,022±0,010	62,6	3/2 1/2$^+$ (400)	5/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(1.8\pm0.8)10^{-2}$	100		
						E2	$0.58\ ^{+\ 0.50}_{-\ 0.36}$		0,011	
			82,2		1/2 1/2$^+$ (400)	M1	0.24 ± 0.11	7.5		
						E2	1.4 ± 0.7		0.0047	

Noyau	Niveau keV	$T_{1/2}$ niveau ns	Transition keV	Etat initial	Etat final	Multipolarité	B(M1) $\left(\frac{e\hbar}{2m_0c}\right)^2$ B(Eλ) e^2t^λ	Interdiction FW		
								M1	E2	E1
			176,5		3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(4.8\pm2.2)10^{-3}$	367		
						E2	0.18±0.08		0.039	
	300,4	0,013[a]	124,0	7/2 3/2$^+$ (402)	3/2 1/2$^+$ (400)	E2	< 0.26		>0.025	
			186,7		5/2 3/2$^+$ (402)	M1	0.10 ± 0.02	18		
						E2	1.1 ± 0.2		0.0063	
			300,5		3/2 3/2$^+$ (402)	E2	0.78 ± 0.17		0.0085	
	317,7	0,0066[a]	141	5/2 1/2$^+$ (400)	3/2 1/2$^+$ (400)	M1	0.42 ± 0.14	4.3		
						E2	$0.48\ ^{+\ 0.41}_{-\ 0.22}$		0.015	
			203,5		5/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(1.7\pm0.5)10^{-2}$	105		
						E2	< 0.14		> 0.049	
			223,4		1/2 1/2$^+$ (400)	E2	1.1 ± 0.3		0.0059	
			317,7		3/2 3/2$^+$ (400)	M1	$(2.3\pm0.7)10^{-2}$	77		
						E2	0.094±0.047		0.067	
	615,70	0,18±0,02	243,50	7/2$^-$	11/2$^-$	E2	0.31 ± 0.03		0.017	
	1184,54	< 0.08	568,87	5/2$^-$	7/2$^-$	M1	>2.6 10^{-3}	< 533		
^{191}Ir	82,5	3.8 ± 0.4	82.5	1/2 1/2$^+$ (400)	3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(8.8\pm1.0)10^{-4}$	2020		
						E2	0.145±0.016		0.045	
	129,5	0,126 ± 0,011	47,1	5/2 3/2$^+$ (402)	1/2 1/2$^+$ (400)	E2	0.040 ± 0.008		0.17	
			129,5		3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(3.28\pm0.31)10^{-2}$	54		
						E2	0.39±0.07		0.017	
	179,1	0,040 ± 0,012	49,5	3/2 1/2$^+$ (400)	5/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(1.06\pm0.35)10^{-2}$	167		
						E2	0.20±0.09		0.046	
			96.5		1/2 1/2$^+$ (400)	M1	$(1.23\pm0.36)10^{-1}$	15		
						E2	0.46 ± 0.15		0.015	
			179,1		3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(4.1 \pm 1.2)10^{-3}$	435		
						E2	0.10 ± 0.03		0.066	
	351,3	0,0104[a]	172,3	5/2 1/2$^+$ (400)	3/2 1/2$^+$ (400)	M1	0.182± 0.042	10		
						E2	$(7.7\ ^{+\ 11.5}_{-\ 5.4})10^{-2}$		0.085	
			221,8		5/2 3/2$^+$(402)	M1	$(3.3 \pm 0.8)10^{-3}$	54		
						E2	< 0.012		>0.57	
			268,8		1/2 1/2$^+$ (400)	E2	0.46 ± 0.15		0.014	
			351,3		3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(2.17\pm0.50)10^{-2}$	81		
						E2	< 0.05		>0.13	
	391,14	0.24 ± 0.02	219,74	7/2$^-$	11/2$^-$	E2	0,37 ± 0,04		0,018	
	659,06	< 0.12	267,99	3/2$^-$	7/2$^-$	E2	> 0,26		<0.02	
^{193}Ir	73,1	6.3 ± 0.2	73,1	1/2 1/2$^+$ (400)	3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(1,26\pm0,12)10^{-3}$	1400		
						E2	0,145 ± 0,014		0,046	
	139,0	0,075±0,010	139,0	5/2 3/2$^+$ (402)	3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(5.2 \pm 0,7)10^{-2}$	34		
						E2	0.48 ± 0.07		0,014	
			65,9		1/2 1/2$^+$ (400)	E2	0,126 ± 0,036		0,053	
	180,2	$0,055\ ^{+\ 0,008}_{-\ 0,014}$	107,1	3/2 1/2$^+$ (400)	1/2 1/2$^+$ (400)	M1	$(8,5\pm1,4)10^{-2}$	21		
						E2	0.25 ± 0.06		0,027	
			180,2		3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(4.9\pm0.9)10^{-3}$	370		
						E2	0.062±0.015		0,11	
			41,2		5/2 3/2 (402)	M1	< 3.5 10^{-3}	>495		
						E2	< 0.3		>0.02	
	299,4	0,19 ± 0,03	219,18	7/2$^-$	11/2$^-$	E2	0.47 ± 0.08		>0.014	
	357,8	(0,015)[a]	177,7	7/2 3/2$^+$ (402)	3/2 1/2$^+$ (400)	E2	< 3.7		>0.002	
			218,8		5/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(6.5\pm1.8)10^{-2}$	27		
						E2	0.34 ± 0.05		0.013	
			357,8		3/2 3/2$^+$ (402)	E2	0.23 ± 0.03		0,03	
	362,0	(0,016)[a]	181,9	5/2 1/2$^+$ (400)	3/2 1/2$^+$ (400)	M1	$(8.5\pm1.7)10^{-2}$	21		
						E2	0.091±0,011		0,07	
			222,9		5/2 3/2$^+$ (402)	M1	<1.9 10^{-3}	>880		
						E2	< 0.057		>0.11	
			289,0		1/2 1/2$^+$ (400)	E2	0,32 ± 0,04[a]		0.022	
			361,9		3/2 3/2$^+$ (402)	M1	$(1.48\pm0.29)10^{-2}$	120		
						E2	<0.015		> 0.44	

Noyau	Niveau keV	$T_{1/2}$ niveau ns	Transition keV	Etat initial	Etat final	Multipolarité	$B(M1)\ B(E\lambda)\ \left(\frac{e\hbar}{2m_oc}\right)^2\ e^2b^\lambda$	Interdiction F_W		
								M1	E2	E1
^{189}Pt	6.3	2.7±0.1	6.3	$3/2^-$	$5/2^-$					
	45.7	3.3±0.2								
	88.3	0.25±0.03								
	172.7	464±25 b)	166.5	$9/2^-$	$5/2^-$	E2	0.0054		12	
	221.8	0.10±0.01								
^{191}Pt	9.59	2.2								
	30.40	0.3								
	100.7	$2.2\ 10^3$	91.11	$(9/2^-)$	$(5/2^-)$	E2	0.0046		14	
	149.07	$105\ 10^3$								
	166.50	0.2								
	277.84	0.1								
^{187}Au	19.5	6 ± 1	19.5	$3/2^+$	$1/2^+$					
	224.0	50 ± 8	103.4	$11/2^-$	$9/2^-$					
^{189}Au	9.9	30 ± 4	9.9	$3/2^+$	$1/2^+$					
	325.1	190 ± 15	78.0	$9/2^-$	$11/2^-$	M1	$(1.2\pm0.1)10^{-4}$	15000		
						E2	$< 3.2\ 10^{-4}$		> 20	
	483.7	0.15±0.05	236.6	$7/2^-$	$11/2^-$	E2	$0.36\ ^{+\ 0.18}_{-\ 0.09}$		0.02	
			176.1	$7/2^-$	$5/2^+$	E1	$(7\pm3)10^{-7}$		3.10^6	
	491.6	0.30±0.03	166.5	$5/2^-$	$9/2^-$	E2	0.84 ± 0.08		0.01	
^{191}Au	11.5	16.8	11.5	$1/2^+$	$3/2^+$					
	208.2	≤ 0.1								
	252.9	≤ 0.05								
	492.0	≤ 0.2	224.9	$7/2^-$	$11/2^-$	E2				
	541.3	12 ± 1	274.1	$9/2^-$	$11/2^-$	M1	$(1.1\pm0.2)10^{-4}$	16000		
^{193}Au	38.24	3.81±0.18	38.22	$1/2^+$	$3/2^+$	M1	$(1.47\pm0.10)10^{-3}$	1215		
						E2	0.31 ± 0.03		0.02	
	224.84	< 0.03	186.62	$3/2^+$	$1/2^+$	M1	$> 9.10^{-2}$	< 21		
	257.97	$(4.5\pm2.0)10^{-2}$	219.75	$5/2^+$	$1/2^+$	E2	$(9.8\pm4.5)10^{-2}$		0.07	
			257.97	$5/2^+$	$3/2^+$	M1	$(2.6\pm1.2)10^{-2}$	67		
						E2	0.15 ± 0.07		0.04	
	508.22	0.29±0.02	218.07	$7/2^-$	$11/2^-$	E2	0.28 ± 0.04		0.02	
			250	$7/2^-$	$5/2^+$	E1	$< 1.5\ 10^{-7}$		$>1.5\ 10^5$	
	789.90	1.2 ± 0.1	281.76	$9/2^-$	$7/2^-$	M1	$(1.3\pm0.3)10^{-4}$	14000		
						E2	$(1.1\pm0.3)10^{-3}$		6.3	
			499.65	$9/2^-$	$11/2^-$	M1	$(1.0\pm0.3)10^{-4}$	17000		
						E2	$(6.0\pm2.0)10^{-4}$		11	
^{195}Au	61.44	3.0 ± 0.2	61.44	$1/2^+$	$3/2^+$	M1	$(3.39\pm0.25)10^{-3}$	495		
						E2	0.26 ± 0.02		0.025	
	241.72	< 0.03	180.32	$3/2^+$	$1/2^+$	M1	> 0.09	< 19		
						E2	≥ 0.12		≥ 0.06	
	261.79	0.054±0.010	200.38	$5/2^+$	$1/2^+$	E2	$(5.3\pm1.2)10^{-2}$		0.12	
			261.75	$5/2^+$	$3/2^+$	M1	$(2.2\pm0.6)10^{-2}$	80		
						E2	0.13 ± 0.04		0.05	
^{193}Hg	39.5	0.63 ± 0.03	39.5	$5/2^-$	$3/2^-$	M1	$(4.0\pm.2)10^{-2}$	45		
						E2	0.15 ± 0.08		0.05	
^{195}Hg	53.3	0.72 ± 0.03	16.2	$5/2^-$	$3/2^-$	M1	$(3.7\pm0.2)10^{-2}$	51		
						E2	0.16 ± 0.06		0.04	
			53.3	$5/2^-$	$1/2^-$	E2	$(1.9\pm0.4)10^{-2}$		0.34	
	37.1	< 0.05	37.1	$3/2^-$	$1/2^-$	M1	> 0.55	< 3		
						E2	≤ 0.11		≤ 0.06	
^{210}Po	1426.7	1.53 ± 0.08	245.3	4^+	2^+	E2	$(3.3\pm0.2)10^{-2}$		0.22	
	1473.2	43.0 ± 1.5	46.5	6^+	4^+	E2	$(2.6\pm0.1)10^{-2}$		0.29	
^{211}At	1116.2	0.57 ± 0.04	168.7	$3/2^-$	$5/2^-$	M1	$(2,1\pm0,2)10^{-3}$	6400		
						E2	$(9.2\pm0.9)10^{-2}$		0.08	
			250.2		$7/2^-$	E2	$(1.35\pm0.14)10^{-2}$		0.55	
			442.2		$7/2^-$	E2	$(3.4\pm0.2)10^{-3}$		2.5	

a) et b) = valeurs calculées, voir article correspondant.

III.4. DISCUSSION DES RESULTATS.

a) La région sphérique.

Le but de notre étude du Po 210 et At 211 a été de poursuivre le test de la charge effective proposé par Mottelson [15] et commencé par Astner et al. [14]. Les règles de la charge effective, bien que généralement employées, n'avaient jamais été vérifiées. Pour le contrôle de la règle d'additivité, d'après laquelle la charge effective est indépendante du nombre de particules se trouvant dans une orbite à l'extérieur du coeur, Mottelson avait proposé deux noyaux, Po 210 et At 211, qui convenaient particulièrement bien. Ces noyaux ont en effet respectivement 2 et 3 particules en dehors de la couche doublement magique du Pb 208, et des niveaux excités qui, d'après de nombreuses expériences et des calculs à l'aide du modèle en couches, sont construits sur des configurations $(h_{9/2})^2$ et $(h_{9/3})^3$ très pures. [14,16].

Astner et al. avaient calculé les valeurs de la charge effective à partir de valeurs expérimentales B(E2), en se servant pour At 211 des fonctions d'onde de Saxon Woods , et pour Po 210 de celles de Kuo et Herling [16]. Les valeurs B(E2) calculées pour les transitions entre les niveaux de haut spin, donnaient un très bon accord avec la valeur $(1.50 \pm 0.06)e$ de la charge effective qui avait été déduite du moment quadrupolaire de Bi 209, pour un seul proton $h_{9/2}$. Mais lorsque la charge effective était calculée à partir des probabilités de transition E2 entre les états de bas spin, elle tendait à croître.

En collaboration avec Astner, nous avons entrepris de rechercher la raison de cette manifestation.

At 211

A cet effet, nous avons mesuré dans ^{211}At (p 65) la vie moyenne de l'état $(h_{9/2})^3$ avec le spin le plus bas possible, c'est-à-dire 3/2, ainsi que les intensités des électrons des transitions désexcités. A partir des probabilités de transition E2, nous avons calculé la charge effective. Le résultat obtenu $(2.04 \pm 0,10)e$ et $(2.06 \pm 0.11)e$ était trop élevé, ce qui cependant ne mettait pas en cause la règle d'additivité.

En effet, la transition 168 keV vers l'état $(h_{9/2})_{5/2^-}$ s'est révélée contenir 13% de M1, multipolarité strictement interdite entre les états à trois particules, et une transition E2 reliait les états $(h_{9/2})^3{}_{3/2^-}$ et $[(h_{9/2})^2_0, f_{7/2}]_{7/2^-}$ (67) , ce qui n'était pas normal puisque l'opérateur E2 ne peut changer l'état que d'une seule particule.

Ces observations mettaient en évidence la présence de mélanges de configurations dans l'état $(9/2)^3{}_{3/2^-}$ ce qui explique la valeur élevée de la charge effective. Pour ces raisons, la pureté des états triplets, attestée par l'accord entre les calculs théoriques et les positions de niveaux, n'était pas confirmée par les résultats de probabilités de transition, mais au contraire, infirmée.

Po 210

Les résultats que nous avons obtenus pour Po 210 (71) ont montré que la charge effective déduite à partir des probabilités de transition E2 entre les états 6^+, 4^+ et 4^+, 2^+ était environ 10% plus grande que la charge effective trouvée pour un seul proton $h_{9/2}$ dans Bi 209. Des mélanges de configurations ne semblaient pas expliquer l'écart noté, les fonctions d'onde de Kuo et Herling [16] présentant ces états comme des configurations $(h_{9/2})^2$ très pures. Pour ramener la charge effective à la valeur obtenue pour Bi 209, il aurait fallu augmenter de façon invraisemblable, par ex. de 0,045 à environ 0.2, l'amplitude $(h_{9/2}, f_{5/2})$ $4+$ laquelle est avec $(h_{9/2})^2$ $4+$, la composante la plus importante de la fonction d'onde. Dans Po 210, les résultats semblaient donc infirmer la règle de l'additivité pour les états à deux particules de spin < 6.

Ce problème a été l'objet de discussions lors du Congrès de Physique Nucléaire de Stockholm en 1972. Il fut considéré si embarrassant que Yamasaki et al. [17] l'ont repris. Dans leurs mesures des vies moyennes des niveaux 6+ et 4+, ils ont obtenu les mêmes résultats que les nôtres et une charge effective trop élevée de 10%. Leur conclusion a été que les résultats expérimentaux ne pouvaient être justifiés ni par l'excitation 1p-1t, ni par celle 0p-0t du coeur, lesquelles sont, d'après une interprétation microscopique, la cause de la polarisation du coeur et se trouvent de ce fait à la base de la charge effective.

Les nouveaux calculs du moment quadrupolaire de Bi 209, exécutés par Rosén [18], ont posé le problème d'une autre façon. La charge effective du proton $h_{9/2}$, calculée à partir de la nouvelle valeur du moment était 1,69e, ce qui était en bon accord avec nos résultats. Il ne s'agissait plus de trouver une explication pour les valeurs trop élevées de la charge effective pour les niveaux de bas spin, mais de savoir pourquoi les valeurs calculées pour les états de haut spin étaient basses.

Dans son hypothèse qui résout l'ensemble du problème, Yamasaki [17] suppose la présence en nombre considérable, de mélanges d'états déformés 2p-2t aussi bien dans l'état fondamental de Bi 209 que dans les états de bas spin de Po 210 et une pureté plus grande dans les états de haut spin, ce qui expliquerait que la charge effective soit plus basse. Il semble donc fondé d'admettre une tendance à la déformation, même dans les noyaux voisins les plus proches de Pb 208. Les expériences de Newton et al. [19]. sur les noyaux Tl, où des états $9/2^-$ de déformations négatives stables ont été observées, viennent confirmer cette hypothèse. Il est étonnant de constater que déjà dans la région sphérique on peut rencontrer des traits caractéristiques de la région déformée.

b) La région déformée.

Dy 161

Seule étude portant sur un noyau de la région déformée, notre travail sur le Dy 161 (75) , nous a permis cependant d'approcher les propriétés des noyaux de cette région et préparé ainsi notre recherche sur les régions intermédiaires.

En comparant nos résultats expérimentaux aux prédictions du modèle

de couplage fort de Mottelson et Nilsson [20], nous avons obtenu des informations sur le moment quadrupolaire, la déformation, les moments gyromagnétiques g_R, g_K et sur la force d'interaction de Coriolis. Cependant, dans un groupe de 6 transitions E1, l'une d'elles, 5/2 3/2⁻(521) à 5/2 5/2⁺(642), permise K, n'étant pas apparue dans le spectre γ (75), semblait de ce fait avoir une probabilité de transition égale à 0(B (E1) < $1{,}3.10^{-10}e^2b$). La capacité du modèle a alors été testée dans ce cas particulier. Les trois transitions $\Delta K = 0$ ont été bien expliquées par celui-ci, mais les trois transitions $\Delta K = 1$ ont été trouvées respectivement retardées de 19, 33, et > $2{,}5.10^4$ fois (77). Aucune amélioration ne fut apportée en complétant le modèle par la prise en considération de l'appariement et du couplage de Coriolis (80).

C'est seulement lorsque, nous écartant du modèle, nous avons considéré comme paramètres libres les éléments de matrice de transition E1 ($G_{E1}(3/2^- \text{ à } 5/2^+)$ et $G_{E1}(5/2^- \text{ à } 5/2^+)$ qu'un bon accord a pu être réalisé grâce à un ajustement sur les cinq valeurs bien définies B(E1) (81). A titre de test de consistance, nous avons ensuite calculé, à l'aide des paramètres obtenus, la probabilité de transition de la transition E1 manquante, et avons remarqué qu'elle était égale à 0, entre les limites d'erreur, ce que l'expérience avait bien montré.

Il nous a paru intéressant d'examiner comment les paramètres ajustés correspondaient aux valeurs des modèles. L'accord a été bon pour $G_{E1}(3/2^- \text{ à } 5/2^+)$ tandis que $G_{E1}(5/2^- \text{ à } 5/2^+)$ était environ 8 fois trop grand (83). Cet écart n'est pas très étonnant pour les transitions E1 où seuls de petits éléments de matrice sont concernés et où par conséquent, les petites composantes des mélanges de configurations peuvent jouer un rôle important. Les paramètres ajustés doivent donc être considérés comme des éléments de matrice effectifs contenant plusieurs contributions. Monsenego et Piepenbring [21] ont signalé la sensibilité particulière des transitions E1 $\Delta K = 0$, aux petites contributions octupolaires.

Les écarts constatés entre expérience et théorie attestent que le modèle de Mottelson et Nilsson n'explique pas les probabilités de transition de basse énergie du Dy 161, même si l'on tient compte de l'appariement et du couplage de Coriolis. Cela montre que les propriétés collectives de ce noyau ne peuvent être interprétées uniquement à l'aide des rotations. Il est probable qu'en dépit de sa déformation, ce noyau ne soit pas très dur et qu'en conséquence des contributions vibrationnelles interviennent, même dans les fonctions d'onde des états de basse énergie.

c) La région quasi-sphérique ou oblate déformée.

Au 193-195 - Hg 193-195

L'étude des noyaux sphériques nous avait amenés à supposer que des traits déformés existaient très près des couches fermées de Pb. Cela impliquait que les types de noyaux sphériques et déformés n'étaient pas si nettement séparés qu'on pourrait le croire et que les structures intermédiaires se trouvaient dans les noyaux de la région quasi-sphérique et dans ceux de la région transitionnelle. Nos recherches sur Dy 161 impliquaient aussi dans leurs résultats des relations, à travers la région de transition, entre la région déformée et la région quasi-sphérique dont les noyaux ont des propriétés collectives considérées comme uniquement vibrationnelles.

Les noyaux étudiés Au 193, 195, et Hg 193,195 (87,97) avaient été classés parmi les quasi-sphériques, bien qu'actuellement ils soient considérés comme ayant une déformation oblate. Pour les noyaux Au, les résultats de nos mesures des probabilités de transition ont été comparés aux prédictions du modèle d'excitation du coeur de de Shalit [22], qui avait bien décrit la décroissance des niveaux de Au 197. Pour rendre notre interprétation aussi réaliste que possible, nous avions supposé un mélange de configurations entre l'état fondamental présumé comme étant $d_{3/2}$ et le premier état excité $3/2^+$. Nous avons constaté que les valeurs B(E2) n'étaient pas aussi bien interprétées que pour Au 197 et que le modèle ne pouvait expliquer toutes les valeurs M1 mesurées (92). Seules les transitions $1/2^+$ à $3/2^+$ et $3/2^+$ à $1/2^+$ ont vraiment obtenu un bon accord (93) . L'incapacité du modèle s'explique par le fait que celui-ci exige une configuration d'état fondamental presque pure. Dans les noyaux d'Or, il faut compter avec des mélanges de $s_{1/2}$, $d_{5/2}$ et même de $g_{7/2}$ introduits par l'interaction des phonons. A titre de comparaison, on peut citer que pour Tl 203 et Tl 205 qui devraient avoir des états de particules encore plus purs que Au 193 et Au 195, des réactions de transfert ont montré que dans l'état fondamental $1/2^+$, la composante $s_{1/2}$ n'intervient que pour 68%. [87].

L'emploi du modèle"pairing + quadrupole", n'étant pas limité à l'interprétation des noyaux d'état fondamental très pur, nous avait donc paru justifié. Pour Hg 193, Hg 195, Au 193 et Au 195, nos résultats ont montré dans tous les noyaux que la probabilité de transition E2 expérimentale était d'environ un ordre de grandeur au-dessus de la probabilité théorique, lorsqu'on tenait compte seulement des composantes 0 et un phonon dans les fonctions d'onde du modèle/Sorensen 1964 [23](102). Cela indiquait que les contributions collectives de la structure des niveaux avaient été sous-estimées par l'interprétation théorique. Un meilleur accord a été obtenu avec les calculs de Reehal et Sorensen (1970) [24] qui tiennent aussi compte des composantes à 2 phonons. (92)[43].

D'après le modèle particule individuelle, une partie des transitions M1 de Au et Hg a lieu respectivement entre les états de proton $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ et ceux de neutron $f_{5/2}$ et $p_{3/2}$, et les transitions sont de ce fait interdites ℓ. Mais on doit s'attendre à ce que des mélanges de phonons viennent supprimer l'interdiction. Nos résultats expérimentaux s'écartaient beaucoup des prédictions du modèle simple "pairing + quadrupole"/Sorensen 1963/, mais ils ont trouvé un assez bon accord avec le modèle modifié par Freed et Kisslinger (1968) [25] dans lequel les mélanges de configuration de séniorité supérieure sont également prises en considération (92) . Le nouveau modèle rend donc mieux compte du grand nombre de mélanges qui contribuent à supprimer l'interdiction ℓ.

Dans leur étude détaillée sur les noyaux d'or, Vieu et Dionisio [26, 27] ont comparé leurs résultats expérimentaux aux prédictions du modèle"pairing + quadrupole" et à celles du modèle d'agrégat de trois trous d'Alaga et Paar, en utilisant nos résultats de vies moyennes. Ils ont trouvé un assez bon accord entre l'expérience et la théorie. et notre valeur B(E2, $7/2^-$ à $11/2^-$) de Au 193, pour laquelle aucun calcul théorique n'avait été fait, est bien reproduite par les deux modèles (206).

La 135

Un autre exemple de noyau quasi-sphérique que nous avons étudié est le La 135. Les résultats expérimentaux obtenus pour ce noyau auraient pu être interprétés à l'aide du modèle "pairing + quadrupole", mais nous lui

avons préféré le modèle unifié avec couplage intermédiaire à cause des fonctions d'ondes calculées par Freed et Miles [28]. Ce modèle phénoménologique décrit le couplage d'une seule particule impaire aux vibrations de surface du coeur. L'énergie phonon est supposée égale à l'énergie de l'excitation 2^+ des noyaux pairs voisins. Les paramètres à ajuster aux positions de niveaux trouvées expérimentalement étaient :

- la force du couplage coeur-particule
- la différence d'énergie entre les états de particule individuelle $g_{7/2}$ et $d_{5/2}$, lesquels sont supposés constituer la composante principale respectivement du premier niveau excité et de l'état fondamental.

Bien que l'on n'ait pas pris en considération la corrélation des paires et les mélanges des états $d_{3/2}$ et $s_{1/2}$, l'accord entre les probabilités de transition M1 et E2 et les calculs a été bon (111). Une tendance à déformation ayant été prévue dans les noyaux La légers, nous avons entrepris une comparaison de la valeur expérimentale B(E2;$7/2^+$ à $5/2^+$), aux prédictions du modèle de Nilsson. Le résultat nous a permis de conclure à l'absence de déformation stable pour le noyau La 135.

Il est intéressant de comparer les fonctions d'ondes des états $7/2^+$ et $5/2^+$ des noyaux de La du modèle "pairing + quadrupole"/Sorensen et Kisslinger/[23] à celles du modèle unifié/Freed et Miles/[28]. Les contributions collectives données par le 1er modèle sont toujours inférieures à celles de l'autre. Cela semble bien confirmer notre conclusion sur les probabilités de transition E2 dans Au et Hg à savoir que le modèle "pairing + quadrupole" de Sorensen et Kisslinger [23] sous-estime la partie collective dans la structure de ces noyaux.

L'étude des noyaux quasi-sphériques met donc en évidence le fait que ceux-ci sont trop éloignés de la région sphérique pour être interprétés par le modèle de couplage faible de de Shalit. La présence d'un grand nombre de mélanges dans les fonctions d'ondes, rend très complexe l'interprétation des noyaux de cette région. Leurs excitations collectives, ont été identifiées à des vibrations, pourtant comme nous le verrons, certains états des noyaux Au peuvent aussi être interprétés comme purement rotationnels.

d) La région de transition.

Introduction :

- Les travaux précédents ont mis en évidence que si les noyaux des régions sphériques et déformées sont assez bien décrits par les modèles appropriés, les noyaux de la région quasi-sphérique posent déjà des problèmes embarrassants en raison de leur structure plus complexe et moins bien définie.

- Lorsque nos études des noyaux d'Ir ont été entreprises, l'incertitude sur les noyaux transitionnels impairs était grande. Un important article sur Ir 193 [29], publié en 1968 se terminait ainsi : *"We have attempted no theoretical interprétation for the majority of levels populated in Ir 193 from β decay, since any such treatment is necessarily of a speculative nature"*.

- L'intérêt des théoriciens s'était en effet, essentiellement porté sur la description des noyaux pairs, d'accès plus facile. Déjà en 1964 se posaient des questions d'ailleurs toujours actuelles, telles que :

les noyaux de transition sont-ils véritablement asymétriques ? - Ont-ils un équilibre stable ou sont-ils mous en raison des vibrations γ [30] ?

A cette même époque des calculs de surface d'énergie potentielle, faits à partir du modèle de couplage fort de Nilsson [30], montraient que les noyaux d'un nombre de masse d'environ 188 ont des minima d'énergie potentielle peu prononcés en fonction de γ, ce qui s'expliquait comme suit : *" the zero point motion of the γ vibration will cause the nucleus to sweep across a large range of γ values"*. C'est pourquoi ces noyaux ont été considérés comme noyaux γ mous.

Les calculs de Kumar et Baranger [31] basés sur le modèle à force d'appariement et interaction quadrupolaire, conduisaient à des résultats analogues. Pour eux, les paramètres de déformation β et γ étaient dynamiques et le modèle donnait une image des états statiques et dynamiques du noyau et une description complète des rotations, des vibrations et de leur couplage. Ce même modèle utilisé en 1968 pour la région W, Os, Pt, prédisait l'existence d'un changement de forme du noyau de prolate à oblate entre Os 192, Pt 192 et Os 192, Os 194. Des mesures ultérieures du moment quadrupolaire des noyaux Os 188 et Pt 194 étaient en accord avec ces prédictions [39]. Dans les noyaux de Pt, les calculs de Kumar [68, 33] effectués comme suite des travaux du groupe français ISOLDE au CERN situaient un changement de forme au voisinage de Pt 186.

Il va de soi qu'un modèle considérant à la fois β et γ comme des paramètres dynamiques est très complexe et que son emploi est réservé aux spécialistes. Toutefois, les résultats des calculs effectués indiquent que des aspects statiques sont valables pour la discussion et la prédiction de la structure de basse énergie des noyaux de transitions car :

- la valeur moyenne du paramètre de déformation, β_{rms} du modèle se distingue à peine du β_{min} de l'énergie potentielle ;

- γ_{rms} s'accorde assez bien avec le γ calculé à l'aide du modèle rotor asymétrique de Davydov [38].

Il semblait donc probable que pour les noyaux de cette région caractérisés par une grande instabilité, la forme moyenne ait un sens physique. D'autre part, il n'était pas exclu que l'addition dans les noyaux impairs. d'une particule puisse avoir un effet stabilisateur sur la forme.

Ir 187, 189, 191, 193.

Etude des états positifs :

Conscients de la conjoncture dans laquelle nos études sur les noyaux impairs de Ir et Os étaient entreprises, nous espérions pouvoir interpréter nos résultats expérimentaux en recourant aux modèles accessibles bien qu'aucun d'eux ne fût directement conçu pour cette interprétation. Supposant que la tendance vers une structure de bande rotationnelle observée dans Ir 193, devait être plus apparente dans les isotopes plus légers, nous avons été amenés à employer le modèle de couplage fort de Nilsson bien que son emploi ne soit pas directement indiqué dans ce cas. Les calculs du moment quadrupolaire électrique et des paramètres de déformations dans les bandes interprétées comme étant $1/2^+$ (400) et $3/2^+$ (402), ont donné pour Ir 191 et Ir 193 les valeurs $Q_o \sim 4b$ et $\beta = 0.12$ (139), qui sont typiques des noyaux vibrationnels, ce qui nous a incités à essayer plutôt le modèle d'excitation du coeur ou le modèle "pairing + quadrupole".

Le modèle d'excitation du coeur a pu décrire parfaitement certains moments magnétiques et les probabilités de transitions M1, mais il n'a pas pu apporter d'explication acceptable pour les probabilités de transition E2 (138).

Le modèle "pairing + quadrupole" a étonnamment bien rendu compte des probabilités de transition E2 entre les têtes de bandes de tous les isotopes (164), mais l'interprétation des autres probabilités n'est pas satisfaisante, et la prédiction du rapport de branchement entre les transitions E2 issues de l'état $7/2^+$ vers $5/2^+$ et $3/2^+$ est entièrement erronée.

Au contraire, ce rapport a été bien expliqué par la règle d'Alaga (164), c'est-à-dire par le modèle du couplage fort, dont l'utilisation a été encore justifiée ici par le fait que les transitions E2 intrabandes étaient environ 3 fois plus fortes que les transitions E2 interbandes dans Ir 191 et Ir 193, et 15 fois plus fortes que les mêmes transitions dans Ir 187 et Ir 189 [43].

L'augmentation importante de l'intensité des transitions E2 intrabandes, observée entre Ir 191 et Ir 189, correspondait à une augmentation du paramètre de déformation β de 0,12 à 0,23 (164). Cela impliquait la prédominance des caractères déformés sur les caractères vibrationnels dans Ir 189 et Ir 187, ce qui a été aussi confirmé par le fait que le modèle "pairing + quadrupole" n'avait pas pu prédire la probabilité de transition E2 intrabande $5/2^+$ à $3/2^+$ de la bande $3/2^+$ (402) dans Ir 189.

L'augmentation de la déformation des noyaux impairs d'Ir entre les nombres de masse 191 et 189 est si importante qu'elle peut être comparée à celle des noyaux pairs de Sm et Gd, quand le nombre des neutrons de ces derniers passe de 88 à 90 [41, 74]. L'explication de cette augmentation reste difficile. Elle ne semble pas correspondre à des changements de déformations aussi importants dans les noyaux pairs voisins. Elle peut être mise en relation avec la position de la particule impaire dans l'état $3/2^+$ (402). On sait [41] que des particules dans des états, qui, selon le diagramme de Nilsson, sont ascendantes quand β croît, tendent à diminuer la déformation, alors que des particules dans des états descendants la favorisent. Lorsque la déformation est de $\sim 0{,}12$ comme dans Ir 191, l'état $3/2^+$(402) est ascendant (fig.13), tandis que pour $\beta \sim 0{,}2$ comme dans Ir 189, ce n'est plus le cas. Il y a une certaine probabilité pour que le proton se trouve dans l'état descendant $1/2^+$(660). Dans le passage de Ir 191 à Ir 189, il est probable que des états de neutrons fortement ascendants se dépeuplent, ce qui favoriserait la déformation.

Des ajustements au modèle de Nilsson ont été faits pour les nombreuses probabilités de transition interbandes M1 et E2 de chaque noyau (140), en tenant compte de mélanges dus à l'interaction de la force de Coriolis entre les bandes $1/2^+$(400) et $3/2^+$(402), et ont donné des résultats satisfaisants pour les probabilités de transition M1. Ainsi, on a remarqué que l'amplitude de l'interaction de Coriolis entre les bandes $1/2^+$(400) et $3/2^+$(403) correspondait bien aux prédictions du modèle et avait la même valeur pour tous les noyaux (191).

Pourtant, l'interprétation nous semblait incomplète. Il paraissait improbable que les noyaux lourds d'Ir, au voisinage de la région vibrationnelle, puissent être correctement décrits seulement par des rotations et le couplage de Coriolis. Les signes d'insuffisance de cette interprétation ne manquaient pas :

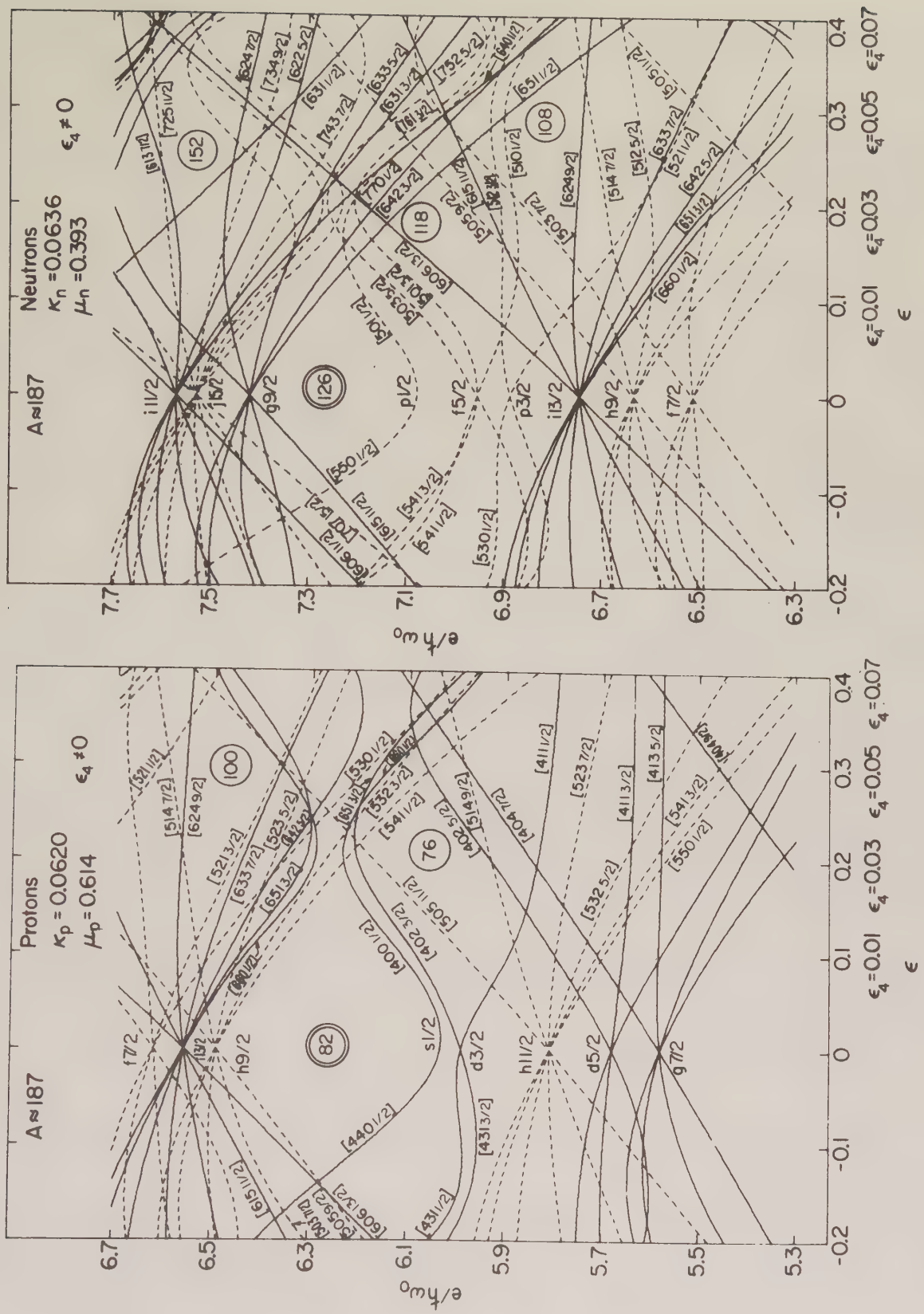

Fig.13 : Diagramme de Nilsson pour protons et neutrons (extrait de la référence [60]).

- un des paramètres du modèle de Nilsson ajusté, b_{M1} G_{M1} (1/2 à 1/2) avait chaque fois une valeur trop petite (140).

- la valeur 6,75 du rapport $\frac{B(M1;5/2\ 1/2 \text{ à } 5/2\ 3/2)}{B(M1;5/2\ 1/2 \text{ à } 3/2\ 3/2)}$, lequel, d'après le modèle est indépendant de la structure interne du noyau, et uniquement soumis à des facteurs géométriques/règle d'Alaga /, n'avait été atteinte dans aucun des noyaux (190), et, pour les noyaux lourds, ce rapport ne conduisait qu'à des valeurs trop basses.(< 0.13 dans Ir 193).

Notre supposition sur l'importance des vibrations a été confirmée par les probabilités de transition E2. En effet, pour bien représenter les probabilités E2 dans Ir 187, et Ir 189, le mélange de Coriolis qu'il fallait introduire était semblable à celui mis en évidence par les probabilités de transition M1 (189), alors que dans Ir 191, et surtout dans Ir 193, le mélange de Coriolis nécessaire était beaucoup plus important (139).

On s'attendait à ce que, dans les noyaux lourds situés le plus près de la région quasi sphérique, les caractéristiques vibrationnelles soient plus fortes.C'étaitaussi dans ces noyaux que le modèle "pairing + quadrupole" avait le mieux réussi à interpréter les probabilités de transitions E2. (164).

Nous avons donc tiré la conclusion, qu'une bonne description des noyaux lourds Ir demandait la prise en considération des vibrations. Même dans les noyaux légers, l'influence des vibrations sur les probabilités de transition était reconnaissable à l'abaissement considérable de la valeur B(M1; $1/2^+$ à $3/2^+$) (191) mais le fait que pour l'interprétation de ces novaux, le modèle de Nilsson convenait mieux que le modèle "pairing + quadrupole" (164) montrait pourtant que les caractères rotationnels étaient ici plus importants que les caractères vibrationnels.

La diffusion inélastique des deutons et particules alpha par les noyaux Ir 191 et Ir 193 [12] a confirmé notre supposition de contributions vibrationnelles. Celles-ci constituent une grande partie du premier état excité que nous avons désigné par $1/2^+(400)$ et sont composées de vibrations $\gamma(K-2)$ construites sur l'état fondamental $3/2^+(402)$. Des expériences utilisant les réactions de Os 190, 192 (He^3, d) et Os 190, 192 (α,t) [10, 11] ont d'autre part corroboré par "fingerprints" notre supposition que l'état fondamental est véritablement $3/2^+(402)$ et que le premier niveau est bien en grande partie $1/2^+(400)$. Notre interprétation de Ir 191 et Ir 193 comme noyaux de déformation faible mais stable trouve ici sa justification.

Etude des états négatifs.

L'étude des états négatifs mis en évidence au cours de nos travaux sur l'Ir, n'a pas seulement été utile pour compléter les travaux exposés précédemment, mais précieuse pour la connaissance de la structure des noyaux de transition.

Au cours de nos expériences sur Ir 193, nous avions remarqué qu'un nombre de transitions E2 et M1 en coïncidences assez fortes ne pouvait être placé dans le schéma des niveaux positifs établi. En supposant que le groupe alimentait l'état fondamental, il introduisait de nouveaux niveaux dont l'alimentation et la désexcitation étaient très difficiles à expliquer (135) [29].

Nous avons alors émis l'hypothèse que ce groupe pouvait alimenter l'isomère $11/2^-$ à 80 keV, ce qui , toutefois, ne paraissait pas évident car le spin de l'état fondamental du noyau Os 193 est bas, $3/2^-$, et l'énergie de désintégration relativement faible (≈1.1 MeV). Les nouveaux niveaux ainsi définis ont cependant donné des valeurs log ft raisonnables et une désexcitation explicable. L'hypothèse a été alors jugée digne d'un test. En suivant la désintégration de l'isomère $11/2^-$, nous avons pu constater que celui-ci était alimenté par l'état fondamental de Os 193, avec une intensité correspondant à celle du groupe étudié (199). Des mesures de coïncidences ont montré que de faibles transitions existaient entre les niveaux négatifs que nous venions de mettre en évidence et les niveaux positifs déjà établis (201,202).

Des mesures analogues entreprises dans Ir 191 et Ir 189, ont montré que l'isomère $11/2^-$ était alimenté de la même façon, via les états $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$, par les états fondamentaux des spins bas de Pt 189 et Pt 191. (205). Comme dans Ir 193, nous avons trouvé entre les états négatifs et les états positifs uniquement des transitions faibles (207). Les états négatifs semblaient former un sous-système interférant faiblement avec le reste du système des niveaux. A cela venait s'ajouter que les valeurs log ft des désintégrations par capture permise vers les niveaux $3/2^-$ et $5/2^-$ étaient élevées (137). Ces faits indiquaient que les états de parité négative, en raison de leur nature, entrainaient un retard pour la désintégration radioactive vers ces états ainsi que pour les transitions électromagnétiques de ceux-ci vers les états de parité positive.

Dans tous les noyaux d'Ir, il a été observé un niveau $7/2^-$ à environ 250 keV au-dessus de l'isomère $11/2^-$.(205). D'après le modèle de Nilsson, l'isomère pouvait être l'état $11/2^-(505)$, mais aucun état $7/2^-$, à basse énergie d'excitation n'était prévu par le modèle.

Pour la transition $7/2^-$ à $11/2^-$, la valeur B(E2) était inférieure aux valeurs B(E2) des bandes positives (206), mais presque 10 fois supérieure à B(E2 ; 2^+ à 2^+) dans les noyaux pairs voisins (207). L'interprétation de l'état $7/2^-$ comme étant formé par une vibration γ (K - 2) bâtie sur l'état $11/2^-(505)$ semblait donc exclue. Pourtant, les valeurs B(E2 ; $7/2^-$ à $11/2^-$) s'accordaient assez bien avec les valeurs B(E2 ; 2^+ à 0^+) des noyaux pairs voisins. Nous avons alors proposé que l'état $7/2^-$ appartenait à un multiplet formé par le couplage de l'état $h_{11/2^-}$ à la vibration 2^+ du coeur du noyau (205).

Cette interprétation nous a conduits à une comparaison avec les noyaux impairs Au où des états semblables $7/2^-$ ont été observés à environ la même énergie, au-dessus de l'état $11/2^-$. Les valeurs B(E2 ; $7/2^-$ à $11/2^-$) étaient approximativement de la même grandeur dans l'Au et dans l'Ir (206). Autre analogie avec l'or : les transitions E1 étaient très retardées, souvent d'un facteur 10^6 (207).

L'ensemble de ces résultats révèle une différence de nature assez prononcée entre les états positifs et les états négatifs. Dans Ir 189 par exemple, les bandes positives attestaient une déformation permanente bien développée (β=0,23), alors que les états négatifs témoignaient d'une nature quasi-sphérique (208). L'interdiction des transitions E1 pouvait s'expliquer par les différences de structures de niveaux. Sur ces bases, nous avons proposé pour ces noyaux, la coexistence d'états de déformation de degré différent. Une supposition identique avait été faite pour expliquer les probabilités de transition dans les noyaux impairs d'indium [48].

La dissemblance récemment observée dans la nature des bandes dans Gd 151 [49] a confirmé que des états de déformation différente peuvent

coexister dans le même noyau. Nous avons attribué la déformation faible des états négatifs des noyaux d'Ir à la position de la particule impaire dans l'état $11/2^-(505)$ fortement ascendant, position qui a tendance à rendre sphérique la forme du noyau [41]. Plus tard, nous sommes arrivés à la conclusion que la différence de déformation entre les états positifs et les états négatifs, de même que l'interdiction des transitions E1, pouvaient être expliquées qualitativement, si l'on présumait qu'elles dépendaient de la dissemblance entre les coeurs des noyaux pairs voisins, que l'état $11/2^-$ provenait d'un trou du coeur Pt, et que les états positifs et l'état $9/2^-$ étaient formés par le couplage d'une particule avec le coeur Os. (251).

Des études de réaction Re 185 (α, 2n) Ir 187 et Re 187 (α,2n) Ir 189 [13] effectuées à la suite de nos travaux sur Ir 187 et Ir 189, et récemment publiées, ont approfondi la connaissance des états négatifs. Dans chacun des deux noyaux, ont été observés deux systèmes de bandes, l'un construit sur l'état $11/2^-$ et l'autre sur l'état $9/2^-$. L'interprétation des positions de niveaux et des probabilités de transition a été réalisée à l'aide du modèle "rotateur asymétrique + particule" de Meyer ter Vehn [45, 46] qui réunit à lui seul, le modèle rotor asymétrique de Davydov [38] et le modèle de rotation alignée de Stephens [47]. Un excellent accord a été obtenu, en particulier, pour le système $11/2^-$; et par exemple, notre valeur B(E2 ; $7/2^-$ à $11/2^-$) est bien prédite. Notre hypothèse de moindre déformation dans les états négatifs construits sur $11/2^-$ est soutenue par le fait que leurs calculs sont en meilleur accord avec les résultats expérimentaux lorsque le paramètre de déformation β est supposé avoir une valeur plus faible dans le système $11/2^-$ que dans celui $9/2^-$.

L'hypothèse du modèle de Meyer ter Vehn, d'une forme asymétrique rigide, est assez inattendue si l'on considère les calculs de surface d'énergie potentielle des noyaux pairs dans la région A = 190, lesquels attestent une forme fluctuante au lieu d'une forme stable. Les calculs exécutés à l'aide du modèle "rotateur asymétrique + particule" semblent démontrer que les noyaux de cette région sont moins mous que les calculs de surface d'énergie potentielle l'ont indiqué. A l'appui de ces faits, il a été proposé que la particule impaire peut stabiliser la forme du coeur mou.

L'idée d'une forme de noyau triaxiale n'a pas été unanimement reconnue. Les partisans des formes nucléaires symétriques avancent que l'on peut tout aussi bien interpréter le système $11/2^-$, en présumant un coeur axial et le couplage vibration-particule. Ils interprètent le système $9/2^-$ comme une bande $1/2^-(541)$ fortement perturbée par l'effet de Coriolis [13].

Un autre argument en faveur de notre conclusion sur la différence de déformation entre les niveaux positifs et négatifs des noyaux Ir, vient d'être publié. P. Kemnitz et al. [69] affirment que, d'après les résultats de leurs expériences Re 185, 187 (α,2n) Ir 187, 189, les niveaux positifs peuvent s'expliquer de façon satisfaisante à l'aide du modèle de couplage fort, en supposant une déformation $\beta \sim 0{,}2$ semblable à celle d'Os 186 et 188, alors que les niveaux négatifs le sont par le modèle de couplage faible de de Shalit, à partir d'un paramètre de déformation seulement égal à 0,14 comme dans Pt 188 et 190.

Os 187, Os 189

Le caractère rotationnel prédominant dans les noyaux d'Ir 187 et 189 était aussi attendu comme caractéristique des noyaux descendants Os 187

et 189. La structure de bande construite sur les états de neutron $1/2^-(510)$ et $3/2^-(512)$, proposée par Harmatz et al. [75] a été confirmée par nos résultats de probabilités de transition, et de nouveaux membres de la bande ont été localisés (220). A l'aide des valeurs B (E2) des transitions désexcitantes, l'état 100,7 keV de Os 187 a été identifié à l'état $7/2^-(503)$, ce qui nous a permis de placer le niveau $11/2^+(615)$ prévu aussi par le modèle de Nilsson (221). La raison de l'existence de cet état de haut spin dans la désintégration d'Ir 187 reste encore inconnue.

Les deux noyaux pères avaient montré une déformation assez prononcée pourtant dans les noyaux Os, les probabilités de transition intrabandes E2 ont témoigné d'un moment quadrupolaire plus petit et d'un paramètre de déformation $\beta \sim 0{,}15$ (222). Cette valeur étant proche de celles qui ont été calculées pour Ir 191 et Ir 193, on pouvait s'attendre à une structure comportant à la fois des bandes rotationnelles fortement mélangées et des excitations vibrationnelles, supposition qui a été confirmée par nos expériences, où les transitions intrabandes et interbandes E2 avaient environ la même intensité (222). Un ajustement des valeurs expérimentales B(E2) au modèle de Nilsson, en tenant compte des mélanges de Coriolis entre les bandes $1/2^-(510)$ et $3/2^-(512)$, a donné des amplitudes de mélanges trop grandes, 3 fois pour Os 187 et 6 fois pour Os 189. L'ajustement correspondant des valeurs B(M1) semblait indépendant du mélange de Coriolis. Le rapport B(M1 ; 5/2 1/2 → 5/2 3/2) / B(M1 ; 5/2 1/2 → 3/2 3/2) qui, d'après le modèle de Nilsson, aurait dû être égal à 6,8, avait pour Os 187 une valeur < 0,05. Ces résultats nous ont amenés à conclure que les probabilités de transition de ces noyaux ne pouvaient être interprétées sans la prise en considération des influences vibrationnelles.

Notre conclusion a été corroborée par un récent travail sur la désintégration radioactive de Ir 187 [50] et plusieurs expériences de réaction [6,7,8,9], qui confirment la dispersion des états de particules entre de nombreux niveaux. Thompson et al. constatent que l'état $3/2^-$ à 501 keV de Os 187 détient plus de la moitié de la force particule $3/2^-(512)$ et qu'en conséquence, la bande $3/2^-(512)$ à 10 keV a une composante phonon plus grande que la composante particule.

Dans les travaux cités en référence, des comparaisons avec nos résultats de probabilités de transition E2 ont été faites. Par exemple, le résultat d'un calcul effectué par Morgen et al. [7] comprenant des mélanges de Coriolis de 9 bandes de rotation dans Ir 189, reproduit assez bien les probabilités de transition E2 intrabandes, mais ne donne pas satisfaction pour les interbandes B(E2). La transition forte E2 à 245 keV entre l'état $5/2^-$ à 275 keV et l'état $9/2\ 9/2^-(505)$ à 30 keV n'est pas interprétée, l'état $5/2^-$ ne pouvant pas s'expliquer dans le cadre du modèle de Nilsson, (233). Parrapport à l'estimation de Weisskopf, la transition est accélérée de 36 fois, c'est-à-dire environ autant que les transitions 2^+ à 0^+ des noyaux pairs (235). Pour cette raison, nous avions proposé l'état $5/2^-$ comme résultant du couplage de la particule $h_{9/2}$ à l'excitation 2^+ d'un coeur pair sphérique (235). Cette interprétation est en accord avec les connaissances actuelles des formes de couplage dans ces noyaux : d'après le modèle de rotation alignée, l'état $5/2^-$ est bien expliqué comme étant membre (j-2) d'une bande découplée formée par le couplage de la particule h 9/2 à la rotation du coeur (p 46). La valeur expérimentale B(E2) est en accord avec cette supposition. Cette interprétation implique que l'état $9/2^-$ à une forme oblate (explication pages 46 et 47).

Au 187, 189, 191

Si les isotopes légers d'Ir, en raison de leurs déformations, plus accusées que dans les noyaux lourds, nous sont apparus comme noyaux intermédiaires entre la région de transition et la région déformée, l'étude des noyaux Au 189 et Au 191 nous a conduits à considérer ces derniers comme établissant la liaison entre la région de transition et la région quasi-sphérique. La reprise de nos recherches sur les noyaux d'or avait d'ailleurs été faite dans le but d'atteindre la région de transition en partant de la région quasi-sphérique. Les isotopes légers Au 191 et Au 189 avaient été choisis en raison de leur nombre de neutrons placé près du milieu de la couche 82-126, où l'augmentation de déformation peut être attendue.

Les schémas de niveaux que nous avons établis pour ces noyaux, nous ont d'abord frappés par le nombre de caractéristiques qu'ils ont en commun avec les isotopes lourds (249). De Au 195 à Au 189, les niveaux positifs et les niveaux négatifs ont été retrouvés dans des positions quasi inchangées (fig. 14). Pourtant, quand le nombre de masse décroissait, un léger abaissement de certains niveaux produisait d'importants changements. En effet, dans Au 189, l'état $1/2^+$ devenait l'état fondamental au lieu de l'état $3/2^+$, et l'isomère $11/2^-$, étant abaissé sous l'état $5/2^+$, était contraint à se désintégrer par EC et β^+ directement vers Pt 189 (250).

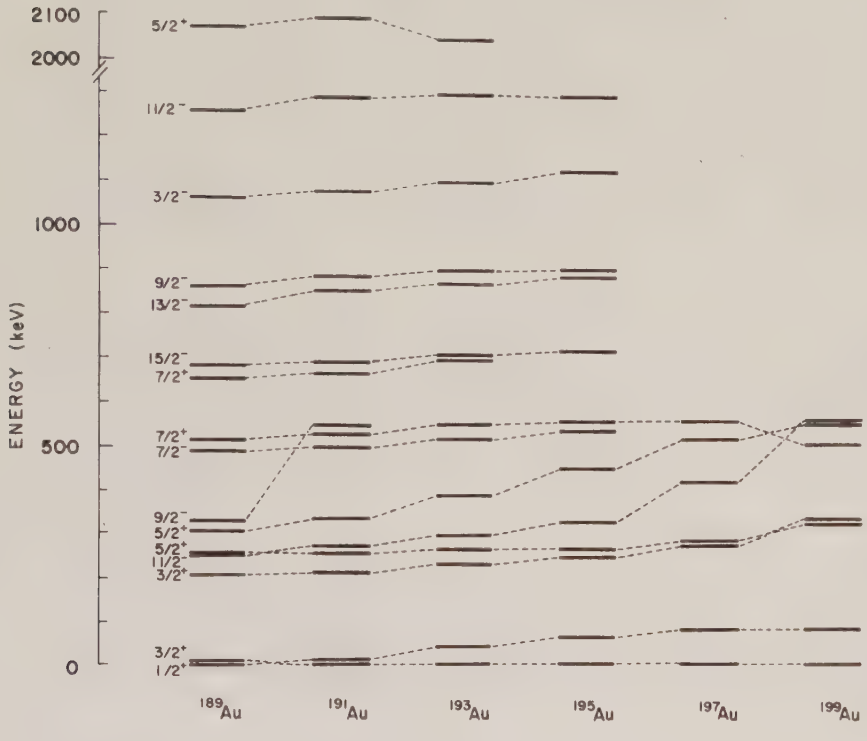

Fig. 14 : Comparaison des positions de niveaux des noyaux d'or impairs.

L'introduction d'un nouveau modèle, celui de "rotation alignée", utilisable quand le moment angulaire de la particule impaire est aligné à la rotation du coeur, nous a plus particulièrement orientés vers l'interprétation des états de parité négative. Selon Stephens [51] les propriétés des noyaux d'or et les états négatifs observés dans ceux-ci, satisfont aux conditions de ce modèle, qui demande en effet, que la force de Coriolis soit assez grande pour pouvoir découpler une particule ou trou et aligner son moment angulaire sur celui du coeur. Les noyaux d'or ayant une déformation faible ($\beta \sim 0.1$), la fréquence de rotation est élevée et la force de Coriolis grande. L'élément de matrice Coriolis [76]

$$\langle \Omega \pm 1 | j_\pm | \Omega \rangle = \sqrt{j(j+1) - \Omega(\Omega+1)}$$

dans lequel j est le moment angulaire de la particule et Ω sa projection

sur l'axe du noyau, montre que la force est plus élevée quand la valeur de j est grande et celle de Ω petite. Dans Au, les états négatifs sont liés à un état $11/2^-$. La surface de Fermi des isotopes d'or étant attendue entre les orbites $h_{11/2}$ et $h_{9/2}$, l'état de Nilsson ($j=11/2^-$, $\Omega=1/2$) qui le premier se découple, est proche de la surface de Fermi quand la déformation est négative (fig. 14 p.41). Une identification des états négatifs comme système de rotation aligné devrait donc indiquer une déformation "oblate".

D'après le modèle, on s'attend dans ce cas, à la séquence de spin I, I-2, I+2, I+1,... et à ce que les niveaux favorisés, c'est-à-dire I, I+2, I+4,..., suivent le mode d'excitation de la bande de rotation des noyaux pairs voisins. Les résultats que nous avons obtenus par l'étude de la désintégration radioactive (251) de Hg 189 et les expériences de réactions d'ions lourds [80] , satisfaisant ces conditions, nous avons conclu que dans Au 189, la bande $11/2^-$ est oblate. Nous avons trouvé que la bande yrast suivait les excitations de rotation du coeur Hg 190 mais pas celle du coeur Pt 188 (251) , ce qui s'expliquait par le fait que le moment d'inertie dépend des corrélations des paires, et que dans Au l'état $11/2^-$ contient autant d'orbitales de protons bloqués que le coeur des noyaux pairs Hg. La ressemblance avec Hg se remarquait aussi dans le fait que dans les noyaux Au impairs de Au 187 à Au 195, la stabilité du système $11/2^-$ correspondait dans les noyaux Hg de masse 188 à 196, à un mode d'excitations presque inchangé [58,80].

A quelles probabilités de transition pouvait-on s'attendre dans un système de rotation alignée ? Les rares résultats expérimentaux existants ont montré que les valeurs B(E2) s'accordent assez bien avec les prédictions du modèle de couplage fort [53], si l'on suppose que Ω = 1/2 et que la grandeur du moment quadrupolaire est celle d'un noyau pair voisin, ce qui a été confirmé par nos résultats. D'après le modèle de rotation alignée, [54], on doit avoir :

$$B(E2, I' = j-2 \rightarrow I=j) \sim 1.5\ B(E2 ; 2^+ \rightarrow 0^+),$$

noyau impair — noyau pair voisin

I étant le moment angulaire total, j celui de la particule.
L'accord avec cette formule est assez bon si l'on considère que :

dans Au 189 $B(E2 ; 7/2^- \text{ à } 11/2^-) = 0.38\ ^{+\ 0.18}_{-\ 0.10}\ e^2b^2$,

dans Au 193 $B(E2 ; 7/2^- \text{ à } 11/2^-) = 0.31 \pm 0.02\ e^2b^2$,

et dans Hg 186 $B(E2 ; 2^+ \text{ à } 0^+) = (0.25 \pm 0.5)\ e^2b^2$ [58]

Les résultats présentés jusqu'ici mettent surtout en lumière la stabilité des noyaux Au, mais notre intention était davantage d'étudier les signes précurseurs du changement de forme de ces noyaux à leur entrée dans la région de transition et pour cela, de rechercher plus précisément les états déformés $9/2^-$ issus de l'orbitale $h_{9/2}$ dont l'observation par Newton et al. [55] dans les Tl a paru si étonnante.

D'après le modèle en couches, ces états auraient dû se montrer à environ 4 MeV au-dessus de l'état fondamental $s_{1/2}$, alors qu'ils ont été découverts dans Tl 201 à une énergie de 900 keV et dans Tl 191 à une énergie de 360 keV [55]. Selon Blomqvist, [56] le modèle en couches surestime la distance entre ces états. La raison prédominante est que dans l'état fondamental des noyaux Tl impairs, l'énergie obtenue par la corrélation des paires est très petite, parce que le niveau non bloqué le plus proche, dans lequel des paires de protons peuvent se placer, se trouve bien au-dessus de la surface de Fermi. Lorsque le proton impair quitte l'orbitale $s_{1/2}$, celle-ci devient accessible pour des paires du coeur, et l'excitation de l'orbitale $h_{9/2}$ est donc diminuée du gain de

l'énergie d'appariement. En comparant les énergies de liaison des protons dans $^{203}_{83}Bi_{120}$ et $^{201}_{81}Tl_{120}$, Blomqvist [56] a pu estimer empiriquement l'énergie d'excitation de l'état $h_{9/2}$ dans Tl 201 approximativement à 1.6MeV, et suggère que les interactions entre les trous des neutrons pourraient abaisser cette énergie à celle qui a été observée, c'est-à-dire à 0,91MeV. L'identification par Newton et al. de l'état $9/2^-$ avec l'état $9/2^-(505)$ de Nilsson (fig. 14 p 41) fortement descendant, quand β diminue , explique l'énergie d'excitation encore plus basse dans les isotopes plus légers et plus déformés, et implique la forme oblate pour l'état $9/2^-$ dans Tl.

Même si les bandes de rotation observées par Newton et al. constituaient un argument très fort pour son interprétation de l'état $9/2^-$, présentée ci-dessus, des doutes demeuraient encore quant à la nature de cet état. Des calculs récemment publiés par Uyttenhove et al. [70] utilisant le modèle de Nilsson, montrent bien, que l'on peut attendre, dans les noyaux de Tℓ un minimum oblate de l'état $9/2^-(505)$.

D'autres états issus de l'orbitale $h_{9/2}$ ont été ensuite observés dans tous les noyaux impairs Ir étudiés ici (192) [10,11]. Leurs énergies baissant de 1150 keV dans Ir 193 à 186.2 keV dans Ir 187, ils ont été identifiés avec l'état $1/2^-(541)$ de Nilsson, c'est-à-dire qu'ils sont prolates. La position de Au(Z=79) entre Tl(Z=83) et Ir(Z=77), lesquels ont tous deux à basse énergie des états déformés, issus de l'orbitale $h_{9/2}$, devrait être une garantie pour que ces états se manifestent aussi dans les noyaux Au. Il paraissait intéressant de savoir si leur forme serait oblate, comme dans Tℓ, ou prolate comme dans Ir.

La quasi identité de structure des niveaux de tous les isotopes impairs Au (fig. 15 p.46)offrait des possibilités pour déceler la présence d'un état "intrus". Un contrôle du schéma de niveau de Au 191 [57,77], a révélé un nouveau niveau 274 keV au-dessus de l'isomère $11/2^-$. La désexcitation de celui-ci par une transition M1 pure vers l'isomère $11/2^-$ laissait supposer que son spin pouvait être $9/2^-$. Des niveaux interprétés comme membres $11/2^-$ et $13/2^-$ d'une bande de rotation $9/2^-$ ont pu aussi être localisés. Il y avait donc des raisons de croire que l'état $9/2^-$ recherché était découvert et il restait à prouver son identité.

Pour cela, on pouvait étudier la transition M1 partant vers l'isomère $11/2^-$. Si le niveau trouvé était de la même nature que celui de Tl, il aurait été caractérisé par le modèle de Nilsson comme étant $9/2^-(505)$. L'isomère $11/2^-$ étant, d'après le modèle de rotation alignée, essentiellement construit sur $1/2^-(501)$, on s'attendait à ce que la transition M1 entre ces états soit fortement interdite K et par conséquent retardée. D'autre part, si les circonstances dans Au rappelaient celles de Ir, on pouvait aussi s'attendre à un grand retard, puisque nos mesures avaient déjà montré que dans Ir 187, la transition M1 $11/2^-$ à $9/2^-$ était retardée d'un facteur de 500000, par rapport à l'estimation de Weisskopf (187).

La mesure de la vie moyenne du niveau de "l'intrus" parut donc décisive pour l'identification de ce dernier. Le résultat T 1/2 = 12ns correspondait à un retard Fw ∿ 16000 pour la transition M1 de 274 keV. Ainsi, il était probable que nous avions découvert dans l'or, l'état $9/2^-$ qui avait dénoncé l'écart de sphéricité des noyaux Tℓ.

Dans Au 189, un état correspondant a été observé 78 keV au-dessus de l'isomère $11/2^-$. Sa vie moyenne était 190 ns et la transition M1 de 78 keV était 15000 fois retardée (249) . Dans ce noyau, le niveau était alimenté par un grand nombre d'états négatifs par lesquels passait environ 1/3 de l'intensité totale suivant la désintégration de Hg.

Contrairement à ce qui a été observé dans Au 191, au lieu d'un couplage fort, la structure de la bande montrait des signes de rotation alignée (251). La nature découplée de la bande $9/2^-$ s'est clairement manifestée dans les expériences de réaction 181 Ta (12C, 4n) 189 Au [80], où l'on a constaté des états favorisés jusqu'au spin $25/2^-$. La surface de Fermi, dans l'or, se trouvant sous l'orbitale $h_{9/2}$, le couplage rotation alignée ne peut se produire que dans le cas où le noyau est de forme prolate. La bande $11/2^-$ de Au 189 étant "oblate", la coexistence de formes "oblate" et "prolate" en a été déduite et constatée ici pour la première fois.

Cette coexistence a été confirmée plus tard par les études de Au 187 où la bande $9/2^-$ était plus nettement découplée que dans Au 189, et plus fortement alimentée que la bande $11/2^-$, à la fois par la décroissance radioactive de Hg 187 et par l'excitation avec des ions lourds (263). Dans les expériences de réaction, un spin maximum de $33/2^-$ a été atteint pour la même bande. La bande $11/2^-$, plus faiblement alimentée, a conservé une structure de niveau presque analogue à celle des noyaux lourds.

Les valeurs B(E2) trouvées dans Au 189 pour les bandes $11/2^-$ et $9/2^-$ indiquaient, en accord avec les paramètres d'inertie, que la bande prolate ($9/2^-$) était plus déformée que la bande oblate $11/2^-$. Paramètres de déformation : $\beta_{11/2^-} \sim -0.11$, $\beta_{9/2^-} \sim 0.14$ (252). Les calculs des surfaces d'énergie potentielle pour les noyaux de cette région ont montré que le passage de la forme "oblate" à "prolate" entraîne un changement de déformation approximativement de cet ordre de grandeur. [33,59]. Nos résultats semblent donc indiquer que dans Au 189, l'appariement quadrupolaire [60] tenu pour responsable du changement excessif de déformation de $\beta = 0{,}15$ à $\beta = 0{,}27$ entre Hg 187 et Hg 185 n'intervient pas.

L'interprétation de la bande $9/2^-$ dans Au 189 comme bande découplée demandait de nouvelles raisons pour expliquer le retard de la transition M1 $9/2^-$ à $11/2^-$. L'état $9/2^-$ étant prolate, c'était l'état $1/2^-(541)$ qui contribuait davantage à sa formation et non l'état $9/2^-(505)$ comme dans Au 191 et dans les noyaux T1. L'interdiction K pour la transition M1 vers l'état $11/2^-$, dont la composante principale est $1/2^-(501)$, ne pouvait donc être alléguée. D'après le modèle de rotation alignée, la transition $9/2^-$ à $11/2^-$, passant d'un état purement prolate à un état purement oblate, le retard pouvait être attribué à la dissemblance de forme. Pourtant dans Au 191, nous avons obtenu le même retard pour la transition, bien que les états $9/2^-$ et $11/2^-$ aient la même forme, ce qui infirmait notre supposition.

Une autre supposition fut émise :
la probabilité de transition faible dans Au 191 pouvait s'expliquer par le fait que la transition liait des états de couplage de type différent, couplage fort et couplage de rotation alignée. Il paraissait pourtant peu logique de supposer que dans deux noyaux aussi voisins que Au 189 et Au 191, des retards identiques puissent être dus à des causes différentes. L'identité de cause est apparue mieux fondée, quand la mesure des vies moyennes des états $9/2^-$ dans Au 187 et Au 193 a montré des retards presque identiques pour les transitions M1 entre les bandes $9/2^-$ et $11/2^-$ (258). Dans tous ces noyaux, nous avons remarqué que l'état $11/2^-$ est bien décrit par le couplage de rotation alignée d'un trou $h_{11/2}$ avec un coeur Hg, tandis que l'état $9/2^-$, indépendamment de sa forme oblate ($A \geqslant 191$) ou prolate ($A \leqslant 189$), paraît être bien interprété par le couplage d'une particule $h_{9/2}$ avec un coeur Pt. Il parait donc probable que ce sont les dissemblances des coeurs correspondant aux états $11/2^-$ et $9/2^-$ qui sont à l'origine du fort retard des transitions M1. A l'appui de cette déduction, on peut citer que dans Au 193, même les transitions interbandes E2 sont retardées par rapport à l'estimation de Weisskopf. (258).

Le changement de forme de l'état $9/2^-$ entre Au 189 et Au 191, et la constance embarrassante des valeurs B(M1 ; $9/2^-$ à $11/2^-$) dans les noyaux impairs Au, s'expliquent par le modèle "rotateur asymétrique + particule" de Meyer et al. [45,46]. Ce modèle, qui est un modèle de rotation alignée modifié, prend en considération l'asymétrie de ces noyaux comme il a été nécessaire de le faire pour les noyaux pairs de la même région. Pour décrire les états de haut spin des noyaux de transition, Meyer et al. [45] prennent pour point de départ, la configuration des niveaux produits lors du couplage d'un nucléon de j pur à un rotateur asymétrique rigide. Pour $\gamma = 0°$, ils trouvent un spectre de niveaux typiquement découplé avec la séquence de spins : I ; I-2, I+2, I+1,... mais pour $\gamma = 60°$, une bande rotationnelle I, I+1, I+2,.... Une transition continue de spectre découplé à spectre fortement couplé a lieu lorsque le paramètre d'asymétrie γ passe de 0° à 60°, ce qui correspond à un changement de forme de "prolate" à "oblate". Quand γ dépasse 30°, le caractère rotationnel fortement couplé devient prédominant en même temps que le noyau commence à montrer une tendance à la forme "oblate". Dans la description triaxiale, les désignations "oblate" et "prolate" ont un sens plus large et indiquent que la forme du noyau est aplatie ou allongée.

Le nouveau modèle offre l'avantage d'une image du changement de forme beaucoup plus nuancée. Celui-ci n'entraîne pas pour γ un bond de 0° à 60°, mais une faible variation d'une valeur comprise aux environs de 30° . Dans Au 191 et Au 189, les états $9/2^-$ ne présentent plus de différence particulière de nature bien que l'un ait tendance à la forme oblate et l'autre à la forme prolate. On a noté environ la même variation de γ entre d'autres noyaux d'or impairs. A titre d'exemple, dans Au 191, Au 189, Au 187, pour les états $9/2^-$, les valeurs γ calculées à partir des énergies des niveaux 2_1^+ et 2_2^+ des noyaux pairs Pt voisins, [36, 38] , sont respectivement $\sim 31°$, $\sim 25°$, $\sim 21°$. Le paramètre γ de l'état $11/2^-$ baissant quand le nombre de masse décroît, la différence en γ entre les états $9/2^-$ et $11/2^-$ est sensiblement la même dans tous les noyaux, ce qui pourrait expliquer la constance étonnante des valeurs B(M1; $9/2^-$ à $11/2^-$) mesurées (258). Dans Ir 187, le retard de la transition M1 $11/2^-$ à $9/2^-$, 30 fois plus grand que celui de la transition correspondante de l'or (192), peut aussi s'expliquer à l'aide du modèle de Meyer. Comparée à celle de l'or, la différence des valeurs γ entre les états $9/2^-$ et $11/2^-$ est beaucoup plus grande, ce qui a pour conséquence une importante dissemblance dans les modes de couplage.

L'évolution progressive de la bande $9/2^-$, du type rotationnel dans les noyaux lourds Au vers un type découplé de plus en plus développé dans les noyaux légers, atteste que le modèle rotor asymétrique reflète bien ce qui se passe (fig. p 259) . On est donc amené à conclure que pour une bonne description, l'asymétrie γ doit être prise en considération dans les noyaux impairs comme dans les noyaux pairs.[32,37]. Il faut cependant remarquer que le modèle triaxial tel qu'il est, est spécialement conçu pour la description d'états de moment angulaire élevé, et qu'il comporte nécessairement les limitations du modèle de Davidov, [38], puisqu'il identifie,comme ce dernier, β à β_{rms} et γ à γ_{rms}, négligeant ainsi les fluctuations de forme et d'appariement considérées importantes dans les noyaux pairs [37]. Il reste cependant possible que la particule impaire de haut spin ait une influence stabilisatrice sur ces fluctuations.

Selon le modèle de Kumar et Baranger, [31], une transition de forme d'oblate à prolate dans une série d'isotopes de noyaux pairs, doit se manifester par une inversion des positions des niveaux 2_2^+ et 4_1^+. Dans les noyaux de Pt, cette inversion avait été observée par le groupe français d'ISOLDE entre Pt 188 et Pt 186 [77,35,36,37], et confirmée plus tard par les calculs de Kumar [68]. Cependant, il faut reconnaître que les

preuves expérimentales directes manquaient : on ne pouvait s'assurer du signe de la déformation, en raison des difficultés que présente la mesure du moment quadrupolaire de ces noyaux. Nous avons alors essayé de prendre en considération d'autres signes de l'existence du changement de forme.

Notre hypothèse sur la formation des états $9/2^-$ dans les noyaux Au comme résultant du couplage d'un coeur Pt et d'une particule $h_{9/2}$, nous a permis de tirer des conclusions sur la forme du coeur Pt. D'après les prédictions du modèle "rotateur asymétrique + particule", [45], le changement de la forme nucléaire de prolate à oblate est accompagné d'un changement du caractère de la bande, de rotationnel à découplé. La localisation de la bande $9/2^-$ dans plusieurs noyaux, par des mesures de probabilités de transition, nous a permis de suivre cette évolution. Dans Au 195, nous avons trouvé une suite de niveaux rotationnelle normale $9/2^-$, $11/2^-$, $13/2^-$ [26,27] et en avons déduit le coeur pair de Pt c'est-à-dire que Pt 194 avait une forme oblate en bon accord avec la mesure du moment quadrupolaire de Pryor et Saladin [39]. La séquence rotationnelle demeurant dans Au 193 et Au 191, cela implique que même les noyaux Pt 192, et Pt 190 sont oblates. Le changement de type rotationnel à découplé s'étant produit dans Au 189, le caractère de bande alignée est consolidé dans Au 187, ce qui signifie que Pt 188 et Pt 186 sont tous deux des noyaux prolates. Ce raisonnement simple ne donnait pas seulement appui à l'existence du changement de forme prédit par Kumar [68], mais il nous apportait aussi des informations sur le lieu de ce changement, affirmation que nous avons faite avec réserve, notre méthode restant approximative et ne tenant pas compte du couplage coeur-particule qui peut déplacer quelque peu le changement de forme.

A l'appui de la forme prolate du noyau Pt 188, on peut citer que dans Ir 187, l'état $11/2^-$, formé par un trou dans le coeur Pt 188, est prolate [13,46] et que pour Pt 188, une valeur γ 25°2 [36] parait beaucoup plus probable que 34°8 *) si on prend en considération que tous les isotopes lourds Pt ont une valeur γ plus basse, très proche de 30°[36].

En dépit de ces arguments, dans nos travaux sur Au 189, nous avons présumé que le coeur Pt 188 est oblate et supposé que l'état $9/2^-$ obtient une forme quasi-prolate à cause de la particule $h_{9/2}$ dans l'état $1/2^-$ (541). Les noyaux de cette région étant mous, il est reconnu que la déformation du noyau peut être influencée par la particule impaire. Les particules d'état Nilsson ascendant, quand β augmente, telles que $11/2^-$ (505), ont tendance à atténuer la déformation alors que les particules des orbitales descendantes telles que $1/2^-$(541) amènent une augmentation de déformation [41,42].

Un argument en faveur de l'interprétation de la forme oblate du coeur Pt 188 a été donné par des mesures récentes confirmant le caractère découplé et par conséquent oblate de la bande $13/2^-$ dans Pt 187, [61,62,64]. Par contre, dans Pt 185, la bande s'est révélée rotationnelle, ce qui suppose la forme prolate [61]. Ainsi, il semble probable que le changement de forme ait lieu au nombre de masse 186. Cependant, une confirmation par des mesures directes dans les noyaux paraît encore pleine d'intérêt.

---

*) Le modèle de Davidov donne deux valeurs pour le paramètre d'asymétrie, γ et $60° - \gamma$, et ne fait pas de distinction entre la forme oblate et la forme prolate.

C O N C L U S I O N

Les améliorations apportées à l' appareillage ont accru nos moyens d'étude de la structure nucléaire.

Grâce à une préaccélération des électrons, le spectromètre Gerholm a pu être utilisé pour la mesure de spectres d'électrons de basse énergie (0-60 keV).

L'emploi d'une lentille du spectromètre et d'un détecteur Ge(Li) pour les coïncidences e^--γ, a été déterminant pour l'établissement du schéma de niveaux de basse énergie de plusieurs noyaux (Au 187, 189, Pt 189, 191).

Pour la détermination des énergies de désintégration β et du rapport β^+/EC du nombre de positons émis en % du nombre d'électrons, une méthode de mesure des spectres de positons a été élaborée.

L'automatisation du spectromètre a simplifié et rendu plus précises les mesures d'électrons et celles de vies moyennes.

La stabilisation de l'électronique a rendu possible la mesure de vies moyennes > 10ps.

La mise en ligne du double spectromètre β avec le séparateur d'isotopes ISOCELE , en ligne lui-même avec un faisceau du cyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay a permis d'effectuer des mesures dans les noyaux de vies courtes ($T_{1/2}$ > 2s) ; ceci ouvre un nouveau champ de recherche dans des noyaux loin de la ligne de stabilité β.

Nos résultats nous ont permis de mettre en lumière les faits caractéristiques suivants :

Dans les noyaux Po 210 et At 211, les états excités respectivement à deux et trois particules, ne sont pas aussi purs que l'indiquait la comparaison entre les positions de niveaux données par l'expérience et celles obtenues par les calculs basés sur une stricte sphéricité de ces noyaux. L'hypothèse de l'existence de mélanges d'états déformés 2p-2t, dans les états fondamentaux et dans les états de bas spin des noyaux les plus proches de Pb 208, a été confirmée par nos résultats. Les états de ces noyaux ne doivent pas être considérés comme des états de particules individuelles mais comme des états de quasi particules en interaction avec le coeur. Une telle représentation des noyaux dans le voisinage de Pb 208 permet de mieux comprendre que des niveaux déformés issus de l'orbitale $h_{9/2}$ sont observés dans Tℓ et Au à basse énergie. L'appariement et la déformation contribuent certainement à atténuer la séparation entre les couches de protons, prédite par le modèle des couches.

Les isotopes de transition d'Ir et d'Os n'ont pu être interprétés que de façon approximative. Cependant, la meilleure description a été fournie par le modèle de Nilsson de particules dans un puits de potentiel déformé avec couplage de Coriolis, en particulier pour Ir 187, et Ir 189. Le fait de n'avoir pas tenu compte des vibrations a rendu difficile l'interprétation des probabilités de transition dans Ir 191, 193 et surtout dans Os 187 et 189,

où les états de particules du modèle apparaissent dispersés par couplage particule-phonon sur un grand nombre de niveaux.

Un changement notable de déformation quadrupolaire axiale, $\beta \sim 0{,}12$ à $\beta \sim 0{,}23$ a lieu entre Ir 191 et Ir 189 ; il est attribué à un changement de population des états de Nilsson.

Les probabilités de transition des noyaux Ir nous ont amenés à affirmer que le système de niveaux basé sur le niveau de parité négative $11/2^-$ est moins déformé que les états de parité positive : ceci a été ultérieurement confirmé.

L'étude des isotopes Au 191 et 189 a été entreprise dans l'intention de trouver les signes précurseurs du changement de forme allongée à aplatie, suggérés dans les noyaux de platine à nombre de protons et neutrons pairs, et envisagés dans les noyaux de mercure de masse < 192. *Nos résultats ont montré une très grande ressemblance entre les niveaux excités de ces noyaux et ceux de Au 193 et 195, sauf pour un système de niveaux de parité négative construit sur un niveau $9/2^-$ que la mesure des vies moyennes nous a conduits à découvrir.* C'est par ce système que la nature transitionnelle des noyaux Au se révèle. L'abaissement de son énergie, quand le nombre de masse décroît, témoigne d'une déformation qui augmente rapidement. Nous avons mis cet état en relation avec l'état $9/2^-$ par Newton dans les noyaux de Tℓ, et l'état $9/2^-$ observé dans les noyaux d'Ir. La comparaison des probabilités de transition réduites quadrupolaires B(E2) des bandes $11/2^-$ et $9/2^-$ dans Au 189 a montré comme celle des paramètres d'inerties, que le noyau dans l'état $9/2^-$ est plus déformé que dans l'état $11/2^-$ ($\beta_{9/2^-} \sim 0.14$) ($\beta_{11/2^-} \sim 0.11$).

Dans les noyaux Au, la bande $11/2^-$ s'interprète en première approximation, comme une "bande découplée" de Stephens, c'est-à-dire telle que les effets de Coriolis alignent spin de particule et axe de rotation. Le niveau de Fermi se trouvant à la fin de la couche $h_{11/2}$, on en déduit que la forme du noyau est aplatie : en effet, le caractère "découplé" implique un état 1/2 possible à partir d'une couche $h_{11/2}$ seulement si la déformation est négative.

Les premiers niveaux de la bande $9/2^-$ dans Au 191, 193, 195 montrent un caractère rotationnel perturbé. La surface de Fermi étant au début de la couche $h_{9/2}$, la bande $9/2^-$ est aussi aplatie. Dans Au 189, elle devient découplée et la forme passe à allongée, puisque c'est la déformation > 0 qui donne un état 1/2 à partir de $h_{9/2}$. *C'est dans ce noyau que pour la première fois a été mise en évidence la coexistence de formes aplatie (bande $11/2^-$) et allongée (bande $9/2^-$), dans un même noyau.*

Nous montrons cependant qu'il y a changement progressif de la bande $9/2^-$: de "fortement couplée" dans les noyaux les plus lourds, elle devient "découplée" dans les noyaux les plus légers ; de même la constance des probabilités de transition M1 entre la tête de la bande $9/2^-$ et l'isomère $11/2^-$ sont difficiles à interpréter avec le modèle de rotation alignée avec symétrie axiale de Stephens. *Il semble plus réaliste de penser que la transition de forme allongée à aplatie a lieu, en passant par des formes triaxiales, révélant l'importance du paramètre γ dans les noyaux impairs comme cela avait été démontré dans les noyaux pairs de platine.* Une interprétation à l'aide du modèle "rotateur asymétrique + particule" est donc possible ; elle serait plus satisfaisante si des fluctuations de formes importantes qui caractérisent les noyaux de cette région étaient prises en compte.

Dans les noyaux Au, nous avons mis en évidence une quasi interdiction des transitions interbandes M1, E2 et E1, ainsi que les différences de moment d'inertie et de déformation entre les divers systèmes de bandes ; *nous*

expliquons ces faits de façon qualitative par la dissemblance du coeur des états en supposant que les états particules ont le coeur du noyau pair voisin (Z-1), tandis que les états trous ont le coeur du noyau pair voisin (Z+1).

L'interprétation de l'état $9/2^-$ dans les noyaux d'or comme résultant du couplage d'une particule $h_{9/2}$ à un coeur Pt, nous a conduits à tirer des conclusions sur la forme des noyaux pairs de Pt en accord avec l'interprétation par le modèle de Kumar et Baranger des résultats expérimentaux obtenus au CERN dans le platine, et les propres calculs de Kumar, qui conduisaient à affirmer l'existence d'une transition de forme dans le voisinage de Pt186.

Dans les noyaux Au, comme d'ailleurs dans les noyaux Hg, la présence de 2 particules dans l'orbitale $11/2^-$ (505), rapidement ascendante en fonction du paramètre de déformation axiale quadrupolaire peut expliquer la déformation stable de la bande $11/2^-$ et sa structure presque identique dans tous les noyaux. Pour les états $9/2^-$, l'augmentation rapide de la déformation et le passage subséquent de la forme aplatie à allongée s'expliquent par l'influence déformante de la particule dans les états rapidement descendants $9/2^-(505)$ et $1/2^-(541)$, dont l'apparition à si basse énergie n'était pas évidente. Ainsi, la présence simultanée dans un même noyau d'états particules favorables et défavorables à la déformation peut donner naissance à la coexistence de formes différentes, ce qui est le cas dans Au 189.

En conclusion, ce travail a contribué à démontrer, par la mise en évidence d'un certain nombre de faits révélateurs, que la complexité apparente des niveaux excités des noyaux de transition de nombre de masse impair, pouvait être en grande partie résolue dans le cadre du modèle unifié, lorsque sont pris en compte les effets, peu importants dans les noyaux très déformés ou en couches fermées, mais ici cruciaux comme le couplage de Coriolis ou les fluctuations d'appariement et les écarts par rapport à la symétrie sphérique ou axiale du potentiel nucléaire moyen.

REFERENCES

[1] A. Bäcklin. Nucl. Instr. 57 (1967) 261

[2] E. Arbman and N. Svartholm, Arkiv Fysik 10 (1955) 1

[3] T.R. Gerholm and J. Lindskog, Arkiv Fysik 24 (1963) 171

[4] H. Morinaga and P.C. Gugelot, Nucl. Phys. 46 (1963) 210

[5] F.S. Stephens, N.L. Lark and R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 225, Nucl. Phys. 63 (1965) 82

[6] P. Morgen, B.S. Nielsen, J. Onsgaard, and C. Söndergaard, Nucl. Phys. 204 A (1973) 81

[7] P. Morgen, J. H. Onsgaard, B.S. Nielsen and C. Söndergaard, to be published

[8] R. Thompson and R.K. Sheline, Phys. Rev. C 7 (1973) 1247

[9] H. Sodan, W.D. Fromm, L. Funke, K.H. Kaun, P. Kemnitz, E. Will, G. Winter and J. Berzins, Nucl. Phys. A 237 (1975) 333

[10] R.H. Price and M.W. Johns, Nucl. Phys. A 174 (1971) 497

[11] R.H. Price, D.G. Burke and M.W. Johns, Nucl. Phys. A 176 (1971) 338

[12] P. Nørgaard, K.M. Bisgard, K. Gregersen and P. Morgen, Nucl. Phys. A 162 (1971) 449

[13] S. André, J. Boutet, J. Rivier, J. Tréherne, J. Jastrzebski, J. Lukasiak, Z. Sujkowski, C. Sebille-Schück, Nucl. Phys. A243 (1975) 229

[14] G. Astner, I. Bergström, J. Blomqvist, B. Fant and K. Wikström, Nucl. Phys A 182 (1972) 219

[15] B. Mottelson, Nikko Summer School Lectures, NORDITA publ. 288 (1967) 1

[16] T.T.S. Kuo and G.H. Herling, Naval Research Laboratory, Memorandum Report 2258, (1971)

[17] S. Nagamiya, O. Hashimoto and Y. Yamazaki, Physica Scripta 8 (1973) 95

[18] A. Rosén, Physica Scripta 6, 37 (1972) 37

[19] J.O. Newton, S.D. Cirilov, F.S. Stephens and R.M. Diamond, Nucl. Phys. A 148 (1970) 593

[20] S.G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 no. 16 (1955)

[21] G. Monsenego and R. Piepenbring, Nucl. Phys. 78 (1966) 265

[22] A. De Shalit, Phys. Lett. 15 (1965) 170

[23] R.A. Sorensen, Phys. Rev. 133 (1964) B 281

[24] B.S. Reehal and R.A. Sorensen, Phys. Rev. 2C (1970) 819

[25] N. Freed and L.A. Kisslinger, Nucl. Phys. A. 116 (1968) 401

[26] Ch. Vieu, Thèse Orsay, (1974)

[27] Ch. Vieu, J.S. Dionisio. Proc. of the topical conference on problems of vibrational nuclei, Zagreb (1974)

[28] N. Freed and W. Miles, Nuovo Cimento LXB (1969) 301

[29] R.H. Price, M.W. Johns, N.M. Ahmed, and E.E. Habib, Canadian Journal of Phys, 47 (1969) 727

[30] M.R. Gunye, S. Das Gupta and M.A. Preston, Phys. Lett. 13 (1964) 246

[31] M. Baranger and K. Kumar, Nucl. Phys 122 (1968) 241, and 273

[32] K. Kumar, Phys. Rev. C1 (1970) 369.

[33] K. Kumar, Proceedings of the international conference of nuclei far from the region of beta-stability, Leysin 1970 (CERN report 70-30 p. 779)

[34] M. Finger, R. Foucher, J.P. Husson, J. Jastrzebski, A. Johnson, G. Astner, B.R. Erdal, A. Kjelberg, P. Patzelt, A. Höglund, S.G. Malmskog and R. Henck, Nucl. Phys. A 188 (1972) 369

[35] A. Johnson, Thèse Orsay 1971

[36] J.P. Husson, Thèse Orsay 1972

[37] M. Cailliau, Thèse Orsay 1974

[38] A.S. Davydov and A.A. Chaban, Nucl. Phys 20 (1960) 499

[39] R.J. Pryor and J.X. Saladin, Phys. Rev. 1 C (1970) 1573

[40] Z. Berant, J. Burde and A. Molchadzki, Nucl. Phys A 180 (1972)

[41] B.R. Mottelson and S.G. Nilsson, Phys. Rev. 99, 1615 (1955)

[42] V.G. Soloviev, Phys. Lett. 21 (1966) 311

[43] A. Bäcklin, G. Hedin, S.G. Malmskog and V. Berg, Proceedings of the international conference on the nuclei far from the region of beta-stability, Leysin 1970 (CERN report 70-30) p. 957

[44] K.S. Krane and W.A. Steyert, Phys. Rev. C 7 (1973) 1556

[45] J. Meyer-ter-Vehn, F.S. Stephens, and R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1383

[46] J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Phys. to be published

[47] F.S. Stephens, R.M. Diamond, J.R. Leigh, T. Kammuri et K. Nakai, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 438

[48] A. Bäcklin, B. Fogelberg and S.G. Malmskog, Nucl. Phys. A 96 (1967) 539

[49] P. Kleinheinz, R.K. Sheline, M.R. Maier, R.M. Diamond, and F.S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 68

[50] F.S. Stephens, R.M. Diamond, D. Benson Jr, and M.R. Maier, LBL Annual Report (1972) p. 15

[51] F.S. Stephens, R.M. Diamond, and S.G. Nilsson, LBL Annual Report (1972) p. 17

[52] F.S. Stephens, R.M. Diamond and S.G. Nilsson, Phys. Lett; 44 B (1973) 429

[53] K. Nakai, D. Proetel, R.M. Diamond and F.S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1380

[54] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, N. Perrin et P. Quentin, Phys. Lett. 46B (1973) 317

[55] J.O. Newton, S.D. Cirilov, F.S. Stephens and R.M. Diamond, Nucl. Phys. A 148 (1970) 593

[56] J. Blomqvist, Nuclear Theory Progress Report, State University of New York at Stony Brook, April (1969) 29

[57] A. Höglund, V. Berg, P. Kilcher, J. Jastrzebski, S.G. Malmskog, and B.R. Erdal, Annuaire IPNO (1972) 5, and to be published.

[58] D. Proetel, R.M. Diamond and F.S. Stephens, Phys. Lett. 48 B (1974) 102

[59] M. Cailliau, R. Foucher, J.P. Husson, and J. Letessier Journal de Phys. 35 (1974) 470

[60] S.G. Nilsson, J.R. Nix, P. Möller and I. Ragnarsson, Nucl. Phys. A 222 (1974) 221

[61] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, M. Ishihara, N. Perrin et B. Ader, C.R. Acad. Sc. Paris 280 (1975) 515

[62] M. Piiparinen, J.C. Cunnane, P.J. Daly, C.L. Dors, F.M. Bernthal and T.L. Khoo, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1110.

[63] C. Sébille-Schück, Thèse Orsay (1972)

[64] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, M. Ishihara, N. Perrin et B. Ader, V. Berg, C. Bourgeois, J.P. Husson, P. Kilcher, Jocelyne Letessier, Congrès de la Société Française de Physique, Dijon, juin 1975.

[65] T. Sundström, Nucl. Instr. and Meth. 16 (1962) 153

[66] B. Olsen and L. Boström, Nucl. Instr. and Meth. 44 (1966) 65

[67] J.P. Husson, Vie moyenne 1975, IPNO (1975)

[68] K. Kumar, Proceedings of the International Conference on Properties of Nuclear States, Montreal (1969) 680

[69] P. Kemnitz, L. Funke, H. Sodan, E. Will and G. Winter, Nucl. Phys. A 245 (1975) 221

[70] J. Uyttenhove, K. Heyde, H. Vincz and M. Waroquier, Nucl. Phys. A 241 (1975) 135

[71] J. Jastrzebski, P. Kilcher et P. Paris, Journal de Phys. 34 (1973) 755

[72] A. Johanson, B. Svahn, B. Nyman and S. Antman, Zeit. Phys. 230 (1970) 291

[73] Ch. Vieu, J.S. Dionisio, V. Berg et C. Bourgeois, Annuaire, CSNSM, Orsay, 1976

[75] B. Harmatz, T.H. Handley and J.W. Mihelich, Phys. Rev. 128 (1962) 1186

[76] F.S. Stephens, Reviews of Mod. Phys. 47 (1975) 43

[77] B. Erdal, M. Finger, R. Foucher, J.P. Husson, J. Jastrzebski, A. Johnson, N. Perrin, R. Henck, R. Regal, P. Siffert, G. Astner, A. Kjelberg, P. Patzelt, A. Höglund and S. Malmskog, Proceedings of the international conference on the properties of nuclei far from the region of beta-stability, CERN 70-30 (1970) 1031 et Nucl. Phys. A 188 (1972)

[78] V. Berg, R. Foucher et A. Höglund, à paraître

[79] Jocelyne Letessier, Thèse Orsay (1970)

[80] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, N. Perrin, et V. Berg, Nucl. Phys. A 249 (1975) 366

[81] Newton T.D., Phys. Rev. 78 (1950) 490

[82] T.W. Conlon, Nucl. Phys. A 100 (1967) 545

[83] H. Beucher, P. Jahn, R.M. Lieder, C. Mayer-Böricke, Z. Phys. 247 (1971) 383

[84] Nuclear Data Sheets, 9 (1973) 479

[85] A. Johansson, B. Nyman, G. Malmsten, S.E. Karlsson, Nucl. Phys. A 98 (1967) 278

[86] C. Bourgeois, Thèse Orsay (1971)

[87] S. Hinds , Nucl. Phys. 83 (1966) 17